



UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID
DEPARTAMENTO DE TECNOLOGÍA ELECTRÓNICA
TESIS DOCTORAL

**Generación de Pulsos Cortos mediante
Diodos Láser Gain Switching.
Estudio de Técnicas de Compresión Experimental
basadas en Lazos Ópticos no Lineales NOLM**

Autora: Cristina de Dios Fernández

Director: Horacio Lamela Rivera

PROGRAMA DE DOCTORADO EN INGENIERÍA ELÉCTRICA, ELECTRÓNICA
Y AUTOMÁTICA

Leganés, Diciembre de 2010

TESIS DOCTORAL

Generación de Pulsos Cortos mediante Diodos Láser Gain Switching.
Estudio de Técnicas de Compresión Experimental basadas en Lazos Ópticos no
Lineales NOLM

Autora: Cristina de Dios Fernández
Director: Horacio Lamela Rivera

Firma del Tribunal Calificador:

Firma

Presidente:

Vocal:

Vocal:

Vocal:

Secretario:

Calificación:

Leganés, de de

Agradecimientos

No puedo más que sorprenderme y alegrarme de haber llegado hasta aquí. Y sentirme agradecida, porque habría sido imposible hacerlo sola.

En primer lugar, agradezco a mi director de tesis, el profesor Horacio Lamela, que me brindase la oportunidad de dedicarme a la investigación, que me enseñase el prodigioso poder de la perseverancia y que me abriese las puertas del grupo de Optoelectrónica y Tecnología Láser, a cuyos miembros también quiero agradecer la ayuda que me han ofrecido durante este tiempo.

También quiero acordarme de mis compañeros del Departamento de Tecnología Electrónica, con quienes he compartido mucho más que horas de clase. A todos, gracias.

Ha sido mucho tiempo lleno de cosas buenas y gente mejor a quien agradecer. A Ricardo, que siempre sabe cómo ayudar. A Judith por su alegría contagiosa. A Almu, por dar siempre en el clavo con sus consejos. A Carlos y Pablo, compañeros de fatigas hogareñas y laborales. A Dani y su visión particular de casi todo. Un enorme gracias a los que comenzaron este camino conmigo, Charo, Silvia, Juan Pablo y Belén. En las dificultades se conoce a la gente, y vosotros sois los mejores. Y a mis ex de despacho, Marta, Mario, Marina y la vecina Celia, que me han visto de buenas y de malas y siempre han sabido alegrarme.

Y pongo un punto y aparte para agradecer a Rui y Vincent todo. Sin vosotros no habría agradecimientos que agradecer. Y a Rubén, que sin él me habría ahogado entre páginas por escribir, gracias de corazón.

Un gracias de corazón va también para Raquel. Desde que jugábamos a las comiditas hasta doctorarnos, nunca le ha faltado paciencia para escucharme ni habilidad para hacerme ver el lado bueno de las cosas. Y a las mejores amigas, Mariángeles, Ana, María. Y a Diana y sus apuntes, a los que debo la licenciatura.

Y a Loli, Sergio y Jose, gracias por entenderme y apoyarme. No debe haber sido fácil, porque a veces ni yo comprendo mis razones, pero de vuestra parte he recibido siempre la confianza que necesitaba. Y a Justo, Lola, Robinsón y Sofía les agradezco sus historias de otros tiempos que me ayudan a poner en perspectiva todo este largo trabajo.

Tabla de Contenidos

CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN	13
1.1. Referencias.....	19
CAPÍTULO 2: GENERACIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS UTILIZANDO DIODOS	
LÁSER: TÉCNICA GAIN SWITCHING	21
2.1. Introducción	23
2.2. El Diodo Láser	24
2.2.1. Principio de Operación.....	24
2.2.1.1. Emisión estimulada en diodos láser	25
2.2.1.2. Ganancia y cavidad láser.....	29
2.2.2. Ecuaciones de tasa	33
2.2.2.1. Ecuación de tasa para el campo eléctrico: fase	36
2.2.2.2. Factor de ensanchamiento de línea	37
2.2.3. Comportamiento estático de los diodos láser.....	39
2.2.4. Comportamiento dinámico de los diodos láser	41
2.2.4.1. Respuesta transitoria	41
2.2.4.2. Respuesta en pequeña señal	44
2.2.4.3. Respuesta en gran señal de diodos láser	46
2.3. Fuentes pulsadas basadas en diodos láser	48
2.4. Técnica Gain-Switching.....	51
2.4.1. Principio de Operación.....	51
2.4.2. Características de las fuentes Gain-Switching	52
2.4.2.1. Ancho de pulso y potencia de pico	53
2.4.2.2. Espectro óptico, chirp en frecuencia	56
2.5. Conclusiones	60
2.6. Referencias.....	61

CAPÍTULO 3: COMPRESIÓN NO LINEAL DE PULSOS ULTRACORTOS GENERADOS MEDIANTE LA TÉCNICA GAIN SWITCHING	63
3.1. Introducción	64
3.2. Propagación no lineal de pulsos ópticos	64
3.2.1. Ecuación No Lineal de Schrödinger.....	65
3.2.2. Medios activos no lineales: Amplificadores de Semiconductor.....	68
3.3. Compresores de lazo óptico no lineal	73
3.3.1. Antecedentes	73
3.3.2. Principio de operación.....	77
3.3.3. Configuraciones prácticas de lazos no lineales para compresión de pulsos ópticos	82
3.4. Compresión pulsos Gain Switching: Concepto y diseño	84
3.4.1. Compresor de lazo óptico no lineal para fuentes Gain Switching	87
3.4.2. Estudio comparativo: Aproximación Analítica.....	89
3.4.2.1. Medios pasivos.....	90
3.4.2.2. Medios activos	92
3.4.2.3. Resultados y discusión	93
3.4.3. Dispositivo compresor de lazo altamente no lineal (HNOLM) con amplificador Óptico para pulsos Gain Switching	101
3.5. Conclusiones	104
3.6. Referencias.....	105
CAPÍTULO 4: CARACTERIZACIÓN Y MEJORA DE PULSOS ÓPTICOS GAIN SWITCHING: TÉCNICAS EXPERIMENTALES Y METODOLOGÍA DE ESTUDIO	109
4.1. Introducción	111
4.2. Caracterización de pulsos en el entorno de los picosegundos.....	111
4.2.1. Ancho de pulso: métricas y perfiles	113
4.2.2. Ancho espectral: límite fundamental TBP	115
4.2.3. Técnicas Experimentales.....	116
4.2.3.1. Medidas temporales directas: Detector rápido-osciloscopio.....	121
4.2.3.2. Medidas indirectas: autocorrelación de segundo armónico	123
4.2.3.3. Medidas espectrales	126
4.3. Análisis de la autocorrelación: Algoritmo TIVI de reconstrucción	129

4.4.	Metodología de Estudio	133
4.4.1.	Metodología de estudio del régimen Gain Switching	133
4.4.1.1.	Estudio teórico	134
4.4.1.2.	Estudio experimental.....	135
4.4.2.	Metodología de estudio de la compresión mediante lazos no lineales (NOLM).....	136
4.4.2.1.	Estudio teórico de optimización del lazo para fuentes Gain Swithing	137
4.4.2.2.	Estudio experimental.....	138
4.5.	Conclusiones.....	141
4.6.	Referencias.....	142
CAPÍTULO 5: ESTUDIO Y MEJORA DE LAS FUENTES GAIN-SWITCHING MEDIANTE EL USO DE LAZOS NO LINEALES		143
5.1.	Introducción	145
5.2.	Estudio de las fuentes Gain Switching.....	145
5.2.1.	Estudio teórico	145
5.2.2.	Estudio experimental.....	150
5.2.2.1.	Estudio régimen monopulso.....	150
5.2.2.2.	Estudio del régimen multipulso	154
5.3.	Estudio de lazo no lineal (HNOLM) adaptado a fuentes Gain Switching .	160
5.3.1.	Estudio Teórico: Optimización del lazo no lineal.....	160
5.3.1.1.	Estudio de la posición del amplificador dentro del lazo	164
5.3.1.2.	Estudio de la longitud del lazo	165
5.3.1.3.	Estudio sobre la No linealidad de la fibra	167
5.3.1.4.	Estudio sobre la influencia de la dispersión	168
5.3.1.5.	Estudio de la Ganancia no saturada G_0 del amplificador SOA ..	169
5.3.1.6.	Estudio de la energía de saturación del amplificador SOA.....	170
5.3.1.7.	Estudio con entrada asimétrica multipulso	172
5.3.2.	Estudio Experimentales.....	173
5.3.2.1.	Montaje experimental	174
5.3.2.2.	Configuración inicial: Compresión y mejora del perfil	179
5.3.2.3.	Estudio de la influencia del punto de trabajo del amplificador..	183

5.3.2.4.	Cambio del tipo de amplificador SOA	187
5.3.2.5.	Estudio de la influencia de cambios a la entrada.....	189
5.4.	Modelado teórico de las condiciones experimentales	195
5.4.1.	Marco Teórico	196
5.4.1.1.	Elementos Pasivos.....	196
5.4.1.2.	Elemento Activo: Amplificador Óptico de Semiconductor	197
5.4.1.3.	Modelo promediado	197
5.4.1.4.	Modelo detallado.....	198
5.4.1.5.	Otras consideraciones.....	199
5.4.2.	Resultados y análisis	200
5.4.2.1.	Estudio de la compresión y la mejora del perfil.....	200
5.4.2.2.	Estudio del funcionamiento del lazo no lineal respecto del amplificador SOA	204
5.5.	Conclusiones	207
5.6.	Referencias.....	209
CAPÍTULO 6: CONCLUSIONES		211
 ANEXO 1: PROPAGACIÓN DE PULSOS A TRAVÉS DE MEDIOS PASIVOS:		
ECUACIÓN NO LINEAL DE SCHRÖDINGER		219
ANEXO 2: PROPAGACIÓN DE PULSOS A TRAVÉS DE MEDIOS ACTIVOS:		
AMPLIFICADORES ÓPTICOS DE SEMICONDUCTOR.....		229
ANEXO 3: FIBRA ÓPTICA MICROESTRUCTURADA		241
ANEXO 4: ESTADO DE LA TÉCNICA EN LAZOS NO LINEALES		
PARA COMPRESIÓN DE PULSOS ÓPTICOS		5.6-247
ANEXO 5: TÉCNICAS DE CARACTERIZACIÓN DE PULSOS DE		
PICOSEGUNDO Y BAJA ENERGÍA		257

Resumen

El presente trabajo de tesis se centra en el estudio teórico y experimental de las fuentes pulsadas basadas en la técnica Gain Switching aplicada a diodos láser y su mejora mediante el uso de un dispositivo compresor de lazo no lineal. Para ello se ha propuesto un dispositivo compresor compacto que de manera directa, sin etapas intermedias, permite corregir y mejorar las características de estas fuentes. Esta mejora amplía el rango de aplicaciones para las que Gain Switching puede ser la fuente de pulsos cortos de referencia.

El sistema que se ha diseñado e implementado combina una fuente GS con un lazo no lineal formado por una fibra óptica microestructurada altamente no lineal y un amplificador de semiconductor no lineal, que permite ofrecer la compresión y mejora del perfil de pulsos asimétricos y complejos de baja energía, en el entorno de los picosegundo en una sola una etapa, eliminando así la necesidad de pre-procesado de los pulsos. Esto permite disponer de un sistema menos complejo, más estable y eficiente, y que aproveche una de las cualidades básicas que define a las fuentes Gain-Switching, como es su sencillez y su carácter de técnica directa. Además, se consigue abrir la posibilidad de utilizar el modo multipulso del régimen Gain Switching, ya que el compresor permite aislar y comprimir el pulso principal, lo que pone al alcance de GS la obtención de pulsos con un ancho menor. El resultado del estudio es una fuente pulsada conjunta formada por dispositivos Gain Switching optimizados mediante un esquema compresor de lazo no lineal compacto.

La obtención de pulsos de pocos picosegundo partiendo de fuentes Gain Switching abre la líneas futuras de este trabajo. Nuestro interés se centrará en dos objetivos: aumentar el factor de compresión y realizar un estudio detallado de la energía que los pulsos transportan para adaptar la fuente a nuevas aplicaciones, como su uso en la generación de terahercios y ondas milimétricas o su empleo como fuente pulsada en el ámbito de la imagen médica.

Capítulo 1

Introducción

El presente trabajo de tesis se centra en el estudio de las fuentes pulsadas basadas en la técnica Gain Switching aplicada a diodos láser y su mejora mediante el uso de un dispositivo compresor de lazo no lineal. Para ello se han estudiado las posibilidades que ofrecen estas fuentes para proponer un dispositivo compresor compacto que de manera directa, sin etapas intermedias, permite corregir y mejorar las características de estas fuentes. Esta mejora amplía el rango de aplicaciones para las que Gain Switching puede ser la fuente de pulsos cortos de referencia.

Las fuentes ópticas pulsadas encuentran un amplio número de aplicaciones hoy en día. Son elementos clave utilizados en campos como las comunicaciones ópticas de alta velocidad (Samadi et al. 2010), la generación de ondas milimétricas y teraherzios (Nagatsuma 2009) o la medida de fenómenos físicos ultrarrápidos y la imagen óptica (Sheetz et al. 2009; Steinmeyer 2003). El abanico de aplicaciones es extenso y en todas es necesario disponer de una fuente óptica fiable. Dentro de las fuentes ópticas pulsadas existentes, las basadas en diodos láser ofrecen ventajas al ser dispositivos compactos y eficientes.

Una de las técnicas más extendidas para pulsar diodos láser es la técnica conocida como Gain-Switching (GS) (Vasil'ev et al. 2000). GS permite obtener pulsos en el entorno de los picosegundos, típicamente entre 10ps – 100ps. Sus pulsos son de baja potencia media, en el rango de los miliwatios, presentan perfiles asimétricos y vienen acompañados de amplios pedestales. Como ventajas de esta técnica cabe destacar su versatilidad, ya que puede ser aplicada sobre cualquier tipo de diodo láser, incluso comerciales o Cost of The Shelf (COTS), sin necesidad de diseñar y fabricar dispositivos especiales. Permite obtener trenes de pulsos ópticos con tasas de repetición del orden de los Gigaherzios, siendo además dicha tasa sintonizable. Estas ventajas son responsables del renovado interés que vuelve a mostrarse por este tipo de fuentes GS (Shams et al. 2009);(Liu et al. 2008);(Taira et al. 2007) y que despierta también la necesidad de mejorar sus condiciones para ampliar su rango de aplicación. En esta línea se ubica el presente trabajo de tesis que incluye dos tareas principales. Por un lado se realizará el estudio de las fuentes Gain Switching y por otro, se presentará su mejora mediante el diseño y la realización práctica de un esquema compresor.

El estudio del régimen pulsado Gain Switching que se presenta en este trabajo de tesis se centra en explorar las características de los pulsos según las condiciones que definen el punto de trabajo del láser bajo este modo de funcionamiento. El principal objetivo es entender cómo influyen éstas en los pulsos que pueden conseguirse y comprender las características de estos pulsos para atender a la segunda tarea, en la que se desarrollará un dispositivo compresor adaptado a las particularidades de estas fuentes. Numerosos trabajos han recorrido este camino. Atendiendo a la naturaleza de los fenómenos físicos en los que se basan, se puede distinguir entre técnicas de compresión lineales y no lineales. Las técnicas basadas en fenómenos ópticos no lineales influyen en el plano espectral dando la posibilidad de conseguir mayores compresiones y de mejorar el perfil del pulso. Entre ellas se encuentran los dispositivos de lazo óptico no lineal o Nonlinear Optical Loop Mirrors, NOLM.

El estudio de los lazos no lineales NOLM se inició a finales de los años ochenta (Doran et al. 1988). Se basan en el uso de la propagación no lineal de pulsos ópticos en sistemas interferométricos tipo Sagnac de fibra óptica. Estos dispositivos añaden a su funcionamiento no lineal la estabilidad de la configuración Sagnac, comprimen los pulsos ópticos, permiten la reducción de pedestales y mejoran su simetría (Chusseau et al. 1994; Smith et al. 1990; Steele 1993). Su principio de funcionamiento parte de la automodulación de fase o self phase modulation (SPM) como fenómeno no lineal. Cuando un pulso óptico ingresa en un lazo, se divide en dos, uno viajando en sentido horario y otro en sentido antihorario. Al propagarse por el lazo no lineal, se producen en ellos cambios de fase dependientes de la potencia que son diferentes para cada parte de los propios pulsos y distinta entre ellos debido a la inclusión de elementos que rompen la simetría no lineal del dispositivo. Al recombinarse interferométricamente a la salida del lazo, sólo aquellas partes de los pulsos cuya diferencia de fase sea la adecuada podrán abandonarlo. Un diseño adecuado de la propagación no lineal dentro del lazo se traducirá en la mejora de los pulsos de salida respecto de la entrada. Se han planteado diferentes configuraciones sobre esta base de funcionamiento, lo que ha facilitado que encuentren aplicación en varios campos, especialmente en el ámbito de las conmutaciones ópticas (Boscolo et al. 2008).

El uso de NOLM como elementos para mejorar la calidad de pulsos Gain Switching ha sido estudiado por numerosos autores. Compresiones que van desde 1.2 (Khrushchev et al. 1998) hasta 17 (Chusseau et al. 1994) y pulsos libres de pedestales (Pottiez et al. 2009) son resultados obtenidos en montajes experimentales en los que el lazo es un elemento más dentro de un esquema compresor más amplio. La limitada calidad de los pulsos GS en algunos aspectos, hace necesario amplificar o pre-comprimir los pulsos a través de etapas suplementarias de modo que puedan iniciar los fenómenos no lineales dentro del lazo. Esto da como resultado que los sistemas propuestos sean complejos y los lazos de elevada longitud, lo que enmascara las sencillez y compacidad de las fuentes GS. En la línea de simplificar los montajes experimentales, la introducción de un amplificador dentro del loop permitió evitar en ciertos casos la necesidad de pre-amplificar los pulsos. Con esta configuración, las compresiones obtenidas han sido menores, alcanzando 1.6 (Betts et al. 1991), pero han permitido obtener resultados para pulsos con potencias en el orden de los microwatios. Existen trabajos teóricos (Lei et al. 2007) que han descrito compresiones de 7, aunque considerando pulsos ideales simétricos como entrada. Otros trabajos más recientes retoman el uso de NOLM con fuentes GS para reducir los pedestales (Mechin et al. 2006).

El presente trabajo de tesis ofrece el estudio, diseño y optimización, a nivel teórico y experimental de un dispositivo compresor basado en un Espejo o Lazo no Lineal o NOLM adecuado a los pulsos obtenidos mediante técnicas Gain Switching sobre diodos láser. El sistema se plantea con el objetivo de ser compacto y adaptable de manera directa a la fuente para constituir un complemento realista a la misma y permitir mejorar la calidad de sus pulsos sin renunciar a las ventajas que aportan las fuentes GS, resumidas en sencillez, compacidad y versatilidad, dando lugar a una nueva fuente compacta de calidad mejorada.

En el capítulo 2, se repasa la técnica Gain Switching con el objetivo de analizar su funcionamiento. Este estudio permitirá discernir en qué medida puede mejorarse la calidad de estas fuentes. Además, el conocimiento de las propiedades de los pulsos que ofrecen es necesario para evaluar su posterior mejora.

Una vez expuesto este estudio se pasa a analizar la posibilidad del uso de dispositivos compresores basados en lazos ópticos no lineales NOLM para adaptarlos

de manera directa a las fuentes GS. Este estudio explora el funcionamiento de estos elementos para determinar si estos lazos pueden complementar a estas fuentes GS y de entre las posibles configuraciones, cuál ofrece mejores prestaciones. Adelantando alguno de los resultados del estudio, la configuración de lazo no lineal más apropiada es aquella basada en fibras ópticas microestructuradas altamente no lineales y que incluye como elemento de ruptura de la simetría un amplificador óptico de semiconductor no lineal.

El capítulo 3 expone la metodología de estudio empleada para realizar la evaluación teórica y práctica de la fuente conjunta Gain Switching y del lazo óptico no lineal. Inicialmente se presenta el entorno experimental que se ha escogido para el estudio seguido de un detalle de los diferentes trabajos a realizar encaminados a caracterizar el funcionamiento de la nueva fuente pulsada.

Una vez hecho esto, se exponen los resultados del estudio, detallados en el Capítulo 5. Por un lado se analiza la fuente GS. Una de las características que será estudiada es su funcionamiento ofreciendo varios pulsos por periodo. Este régimen, que denominaremos multipulso, aparece al buscar las condiciones que minimizan el ancho de los pulsos, y aunque ofrece estructuras complejas con subpulsos y pedestales, cada uno de sus elementos son picos de ancho mínimo. Este régimen, que suele evitarse, se estudia en esta tesis en conjunto con el compresor diseñado, pues aislar, comprimir y mejorar el perfil de esos picos más estrechos permitirá alcanzar pulsos de ancho menor partiendo de una fuente GS. Así, en el capítulo de resultados se detalla la optimización del diseño del lazo adaptado a este problema antes de llevarlo al laboratorio. Seguidamente, se plantean los resultados experimentales obtenidos para después, con ayuda de herramientas numéricas, explorar el funcionamiento del lazo.

La tesis se cierra con el capítulo de conclusiones y trabajo futuro que resume las principales respuestas encontradas y los caminos que este estudio ha abierto. Al final de este documento se incluyen varios anexos que sirven de complemento a algunas de las cuestiones planteadas a lo largo de la discusión.

1.1. Referencias

- Betts, R. A., S. J. Frisken, et al. (1991). "All-optical pulse compression using amplifying Sagnac loop." *Electronics Letters* **27**(10): 858-860.
- Boscolo, S., S. K. Turitsyn, et al. (2008). "Nonlinear loop mirror-based all-optical signal processing in fiber-optic communications." *Optical Fiber Technology* **14**(4): 299-316.
- Chusseau, L. and E. Delevaque (1994). "250-Fs Optical Pulse Generation by Simultaneous Soliton Compression and Shaping in a Nonlinear-Optical Loop Mirror Including a Weak Attenuation." *Optics Letters* **19**(10): 734-736.
- Doran, N. J. and D. Wood (1988). "Nonlinear-Optical Loop Mirror." *Optics Letters* **13**(1): 56-58.
- Khrushchev, I. Y., I. H. White, et al. (1998). "High-quality laser diode pulse compression in dispersion-imbalanced loop mirror." *Electronics Letters* **34**(10): 1009-1010.
- Lei, D. J., X. Q. Fu, et al. (2007). "Effect of gain bandwidth on the amplification of ultrabroad bandwidth pulse in an erbium-doped nonlinear amplifying fibre loop mirror." *Journal of Optics a-Pure and Applied Optics* **9**(1): 114-121.
- Liu, H. J., C. X. Gao, et al. (2008). "Compact tunable high power picosecond source based on Yb-doped fiber amplification of gain switch laser diode." *Optics Express* **16**(11): 7888-7893.
- Mechin, D., E. Le Cren, et al. (2006). Generation of a 2.5ps pedestal-free optical pulse using a 10GHz gain-switched laser and a compressing nonlinear amplifying loop mirror. *Lasers and Electro-Optics, 2006 and 2006 Quantum Electronics and Laser Science Conference. CLEO/QELS 2006. Conference on.*
- Nagatsuma, T. (2009). "Generating millimeter and terahertz waves." *Microwave Magazine, IEEE* **10**(4): 64-74.
- Pottiez, O., B. Ibarra-Escamilla, et al. (2009). "Large signal-to-noise-ratio enhancement of ultrashort pulsed optical signals using a power-symmetric Nonlinear Optical Loop Mirror with output polarisation selection." *Optical Fiber Technology* **15**(2): 172-180.
- Samadi, P., L. R. Chen, et al. (2010). "Generating 4 x 20 GHz and 4 x 40 GHz Pulse Trains From a Single 10-GHz Mode-Locked Laser Using a Tunable Planar Lightwave Circuit." *Photonics Technology Letters, IEEE* **22**(5): 281-282.
- Shams, H., A. Kaszubowska-Anandarajah, et al. (2009). "Demonstration and optimization of an optical impulse radio ultrawideband distribution system using a gain-switched laser transmitter." *Journal of Optical Networking* **8**(2): 179-187.
- Sheetz, K. E. and J. Squier (2009). "Ultrafast optics: Imaging and manipulating biological systems." *Journal of Applied Physics* **105**(5).
- Smith, K., N. J. Doran, et al. (1990). "Pulse Shaping, Compression, and Pedestal Suppression Employing a Nonlinear-Optical Loop Mirror." *Optics Letters* **15**(22): 1294-1296.
- Steele, A. L. (1993). "Pulse compression by an optical fibre loop mirror constructed from two different fibres." *Electronics Letters* **29**(22): 1972-1974.
- Steinmeyer, G. (2003). "A review of ultrafast optics and optoelectronics." *Journal of Optics a-Pure and Applied Optics* **5**(1): R1-R15.

- Taira, K., T. Hashimoto, et al. (2007). "Two-photon fluorescence imaging with a pulse source based on a 980-nm gain-switched laser diode." *Opt. Express* **15**(5): 2454-2458.
- Vasil'ev, P. P., I. H. White, et al. (2000). "Fast phenomena in semiconductor lasers." *Reports on Progress in Physics* **63**(12): 1997-2042.

Capítulo 2.

Generación de Pulsos Ultracortos
utilizando diodos láser: Técnica Gain
Switching

2.1. Introducción

La generación de pulsos ultracortos es un amplio y fructífero campo de investigación gracias al variado abanico de aplicaciones para las que son un elemento de especial importancia (Diels et al. 2006). Conseguir una fuente fiable, eficiente, de bajo coste, sintonizable y compacta es un reto hacia el que se encaminan muchos esfuerzos. Atendiendo a estas premisas, la obtención de pulsos cortos partiendo de diodos láser es una las opciones que mejor respuesta puede ofrecer.

Existen varias técnicas para pulsar diodos láser. De entre ellas, la técnica Gain Switching (GS) (Vasil'ev et al. 2000), permite obtener pulsos en el entorno de los picosegundos partiendo de cualquier tipo de fuente láser mediante la aplicación de una modulación en gran señal bajo condiciones adecuadas. Se trata de una opción de bajo coste, sintonizable y compacta (Vasil'ev et al. 2000).

El presente capítulo introduce los conceptos necesarios para comprender este régimen de funcionamiento, comenzando con la descripción del principio de operación del diodo láser, lo que sirve de base para describir su respuesta dinámica, incluyendo el detalle del comportamiento del láser bajo modulación en gran señal. Esta descripción sienta las bases para exponer el régimen pulsado Gain Switching sobre diodos laser. En este punto se describen las características de este tipo de pulsos, cuya duración se encuentra típicamente entre los 10ps y los 100ps en tasas de repetición que alcanzan varios Gigahertzios y con energía en el entorno de pocos pJ. Presentan además perfiles asimétricos muchas veces acompañados de pedestales(Vasil'ev et al. 2000).

Esta descripción del régimen Gain Switching se realiza con la intención de ofrecer una visión de las posibilidades y limitaciones de esta técnica, con objetivo de explorar su potencial de mejora y evaluar la viabilidad de técnicas que permitan mejorar su calidad, tema éste que será el centro del siguiente capítulo.

2.2. El Diodo Láser

El término Láser proviene del acrónimo L.A.S.E.R. que responde a *light amplification by stimulated emission of radiation* o amplificación de luz por emisión estimulada de radiación. Su historia arranca en 1917, cuando Albert Einstein estableció los fundamentos sobre los que se sustenta su funcionamiento describiendo la emisión espontánea y estimulada de luz (Petermann 1991). Sin embargo, no es hasta 1958 cuando Schawlow y Townes proponen el primer dispositivo emisor de luz basado en dichos principios (Petermann 1991) , cuya primera demostración experimental fue el láser de Ruby (Petermann 1991). En estos primeros tiempos, los materiales semiconductores fueron contemplados como un medio activo idóneo y fue sólo dos años más tarde de ésta pionera demostración experimental cuando el primer láser de semiconductor fue puesto en marcha, basado en una unión *PN* de arseniuro de galio, GaAs (Petermann 1991).

Los siguientes apartados repasan algunos de los conceptos fundamentales detrás del funcionamiento de los diodos láser que permitirán después exponer su operación bajo régimen pulsado. Para más detalle, pueden consultarse los textos de referencia que han servido de base para elaborar esta introducción (Petermann 1991);(Agrawal et al. 1993);(Coldren et al. 1995); (Vasil'ev 1995);(Carpintero 1999);(Ohtsubo 2008)

2.2.1.Principio de Operación

Cualquier dispositivo láser basa su funcionamiento en dos elementos clave. Por un lado debe existir un medio activo que aporte ganancia óptica y por otro, es necesaria una cavidad resonante que encierre a ese medio activo facilitando la realimentación óptica de parte de los fotones generados.

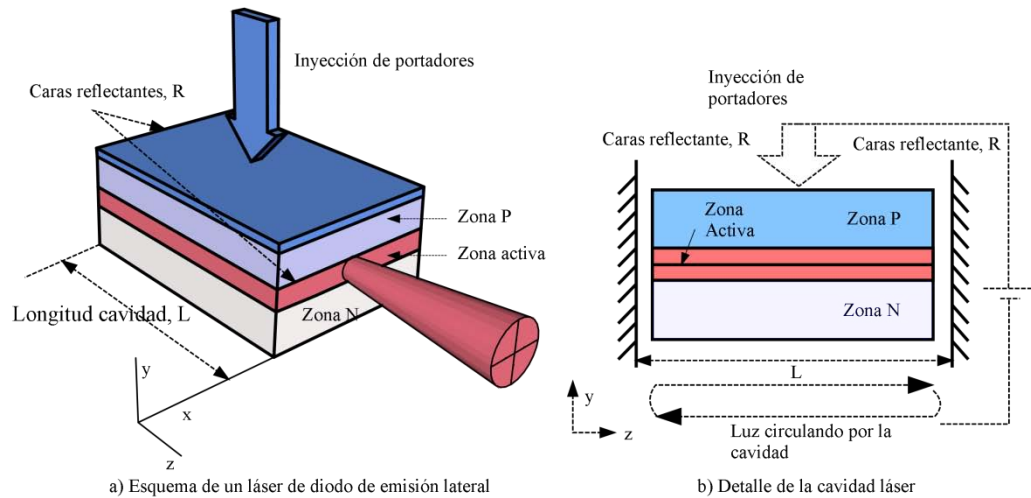


Figura 2.2.1: a) Esquema de un dispositivo láser de emisión lateral; b) Detalle de la cavidad láser, sección plano yz

Para describir el funcionamiento de un láser, tomamos como ejemplo un dispositivo de emisión lateral, como el esbozado en la Figura 2.2.1. Estos dispositivos están formados por capas de material semiconductor con dopado de diferente naturaleza formando una unión PN . Sus extremos suelen pulirse de tal manera que forman una cavidad resonante de longitud L , como se esquematiza en la Figura 2.2.1.b, que es la sección del láser de la Figura 2.2.1.a según el plano yz.

2.2.1.1. Emisión estimulada en diodos láser

La unión PN es el elemento fundamental de los láseres de semiconductor, también llamados láseres de inyección en referencia a su funcionamiento por inyección de corriente. Para que esté en posición de albergar procesos de recombinación, se necesita bombear energía a la unión para generar pares electrón hueco. Para ello se requiere sacar a la unión del equilibrio mediante la aplicación de una tensión externa que disminuye la barrera de potencial entre zona P y N , lo que se denomina condiciones de polarización directa. En este punto se favorecen los fenómenos de difusión, que permitirán que cerca de la unión existan pares electrón-hueco disponibles que pueden recombinarse de manera no radiativa o de manera radiativa. Si se recombinan de manera radiativa, darán lugar a la aparición de un fotón con energía aproximadamente igual a la del gap del material que forma la unión $h\nu \approx E_g$.

Los mecanismos básicos de recombinación y generación de pares electrón-hueco en un semiconductor pueden resumirse en cuatro transiciones básicas: la emisión espontánea, la generación de pares electrón-hueco estimulada o absorción, la emisión estimulada que implica la emisión de un fotón coherente con el incidente y las recombinaciones no radiativas. Todas ellas se ilustran en la Figura 2.2.2.

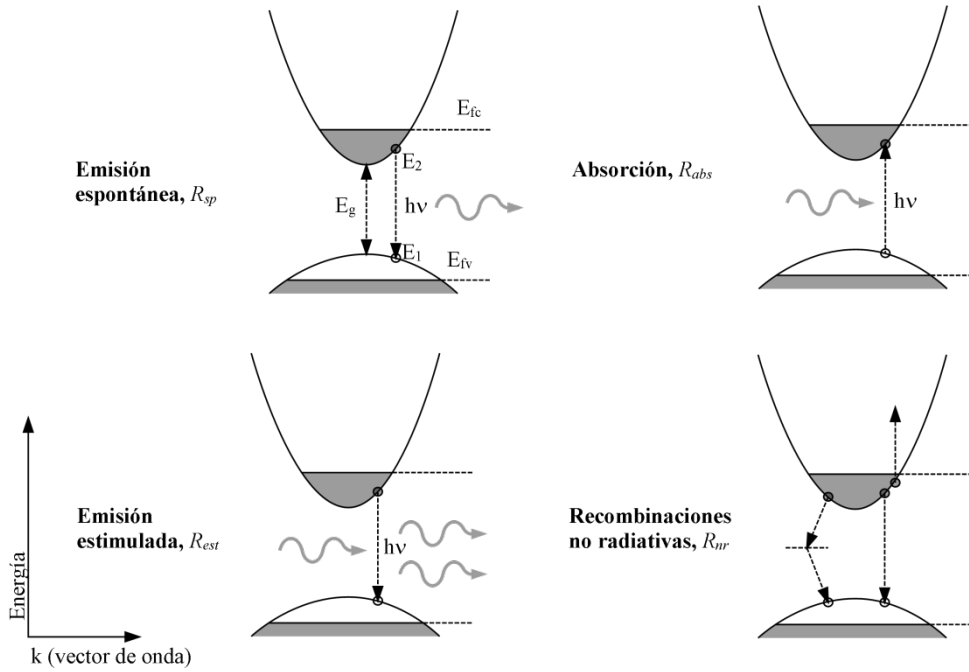


Figura 2.2.2: Transiciones radiativas y no radiativas en un semiconductor.

La emisión espontánea, representada por el ratio R_{esp} , ocurre cuando un electrón de la banda de conducción se recombina de manera espontánea con un hueco de la banda de valencia emitiendo la energía sobrante como un fotón. Este tipo de fenómeno se traduce en una emisión incoherente, como ocurre en los dispositivos LED o *light emitting diodes*, donde no existe realimentación óptica que favorezca los procesos estimulados ni seleccione la longitud de onda de emisión. Otra de las posibles transiciones es la absorción de un fotón que posibilita la creación de un par electrón-hueco, R_{abs} . Si bien, la transición más importante es la emisión estimulada R_{est} , que está detrás de las grandes ventajas que ofrece el diodo láser. Cuando un fotón perturba el sistema y estimula la recombinación de un par electrón-hueco, se produce la emisión de un fotón adicional idéntico y coherente con el fotón estimulante, con exactamente la misma energía y fase. También existen procesos de recombinación no

radiativos, englobados en R_{nr} . Estos procesos, que involucran transiciones entre la banda de conducción y la banda de valencia se denominan interbanda.

Existen también procesos atómicos que se relacionan con el cambio en la distribución de los portadores dentro de una misma banda de energía. Son los llamados procesos intrabanda. Entre estos fenómenos se encuentran la absorción de portadores libres o *free carrier absorption* (FCA), el enfriamiento de portadores o *carrier cooling* (CC), el calentamiento de portadores o *carrier heating* (CH) y el conocido como *spectral hole burning* (SHB).

La respuesta temporal de los procesos interbanda está asociada al tiempo de vida de portadores en la zona activa, τ_c , cuyo valor puede variar entre los centenares de picosegundo y los pocos nanosegundos. La respuesta temporal de los fenómenos intrabanda está en el entorno de los centenares de femtosegundo. En el caso que nos ocupa, la generación de pulsos en el rango de los picosegundos mediante Gain Switching, los fenómenos intrabanda pueden considerarse como instantáneos.

El efecto láser depende de favorecer los mecanismos de emisión de fotones. En una transición radiativa (ilustradas en la Figura 2.2.2) están involucrados electrones, huecos y los correspondientes fotones emitidos, y debe conservarse la energía y el momento,

$$E_2 = h\nu + E_1, \quad k_2 = k_\gamma + k_1 \quad (2.1)$$

donde E_2 y E_1 son las energías asociadas a los estados de la banda de conducción y valencia entre los que se produce la transición, k_2 y k_1 son los momentos correspondientes y $E_\gamma = h\nu$ y k_γ la energía y el momento del fotón emitido. La probabilidad de que esta transición radiativa ocurra es prácticamente nula salvo que $k_\gamma \approx 0$. Eso implica la necesidad de utilizar materiales de gap directo. Además, la emisión estimulada debe ser el fenómeno radiativo dominante. Para ello es necesario que se cumpla la condición de Bernard-Duraffourg, según la cual, para que se produzca una transición radiativa mediante emisión estimulada entre los niveles de energía E_2 y E_1 de las bandas de conducción y valencia, debe cumplirse que la diferencia de energía entre los quasi-niveles de Fermi inducidos al polarizar la unión en directa debe ser mayor que el fotón emitido,

$$E_{FC} - E_{FV} = qV_{ext} \geq h\nu = E_2 - E_1 \geq E_g \quad (2.2)$$

Esta situación se denomina inversión de población y se muestra gráficamente en la Figura 2.2.3.

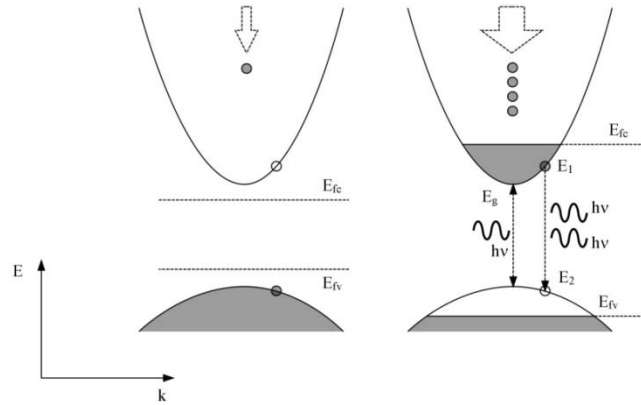


Figura 2.2.3: Inversión de población

En esta situación, la población de electrones en la cercanía del gap en la banda de conducción es muy elevada y en la de valencia, muy baja. Esto implica que, al atravesar un fotón la zona activa, la probabilidad de que éste estimule la recombinación radiativa de un electrón en la banda de valencia es mucho mayor que la que está asociada a su absorción.

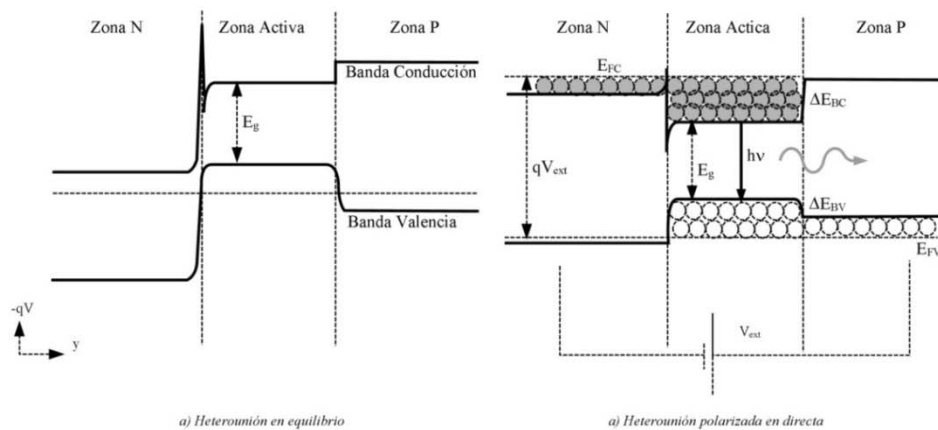


Figura 2.2.4: Diagrama de bandas de una heterounión en equilibrio (a) y polarizada en directa (b)

Otra consideración importante se refiere al diseño de la unión. El uso de una homounión, no permite construir un láser que funcione a temperatura ambiente. Para la fabricación de diodos láser es necesario el uso de heterouniones que permiten

diseñar una zona activa de tamaño controlado y que ayudan a confinar los portadores cerca de la unión.

En la Figura 2.2.4 se muestra una heterounión formada por capas de material dopado P y dopado N entre las que se incluye otra capa o capas de un semiconductor intrínseco o dopado con menor energía de gap E_g que forma la zona activa. Esta diferencia hace que exista una barrera de energía que permite confinar los portadores y mejorar la eficiencia de los mecanismos de recombinación.

En relación a los materiales que forman las diferentes partes de la heterounión, éstos deben tener diferente gap pero estructuras cristalinas iguales y aproximadamente la misma constante de red para que la fabricación sea posible. Una de las tecnologías más utilizadas es la basada en compuestos de las familias de materiales III-V, que permite fabricar dispositivos que emiten en un rango de longitudes de onda que va desde $0.7\mu\text{m}$ hasta $1.6\mu\text{m}$, abarcando las ventanas más importantes definidas para las comunicaciones ópticas ($0.8\mu\text{m}$, $1.31\mu\text{m}$ y $1.55\mu\text{m}$). Los compuestos basados en heterouniones AlGaAs/GaAs, en sus diferentes composiciones relativas dan soporte a dispositivos emitiendo entre $0.7\text{-}0.9\mu\text{m}$. Para longitudes de onda más largas se utiliza la combinación InGaAsP/InP, que da la posibilidad de recorrer desde 1μ y llegar hasta $1.6\mu\text{m}$.

2.2.1.2. Ganancia y cavidad láser

Una vez escogida la composición y diseño de la zona activa, existen varios mecanismos que se traducen en pérdidas ópticas. Existe ganancia óptica cuando la emisión estimulada es lo suficientemente grande como para compensar dichas pérdidas. Es común asumir que la ganancia por unidad de longitud de la zona activa del dispositivo semiconductor tiene una dependencia lineal con la concentración de portadores y cuadrática con la longitud de onda (Agrawal et al. 1993),

$$g = a_0(N - N_0) + b(\lambda - \lambda_p)^2 \quad (2.3)$$

donde N es la concentración de portadores dentro de la zona activa, N_0 es la concentración de portadores en transparencia, punto en el que se alcanza la inversión de población mínima que permite que la emisión estimulada iguale a los procesos de absorción interna; $a_0 = \partial g / \partial N$ es el coeficiente de ganancia diferencial, b se relaciona

con el ancho espectral de ganancia y λ_p es la longitud de onda para la que el medio presentará el pico de ganancia. Valores típicos para estos parámetros son: $g = 100 \text{ cm}^{-1}$, $a_0 = 300 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-1}$ y $N_0 = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

La ganancia arriba definida se refiere al material pero la zona activa es una guía dieléctrica y como tal, soporta sólo ciertos modos de propagación. Por ello se suele hablar de ganancia modal, como aquella aplicable al modo fundamental de propagación, g_m . Según lo confinado que dicho modo se encuentre a la zona activa, experimentará más o menos ganancia respecto a la máxima g , de manera que

$$g_m = \Gamma g \quad (2.4)$$

siendo Γ el factor de confinamiento, que se corresponde con la fracción de la intensidad del modo que viaja dentro de la zona activa. Este factor depende de la geometría de la guía y del diseño del láser. Su maximización tiene una repercusión importante en la eficiencia del dispositivo.

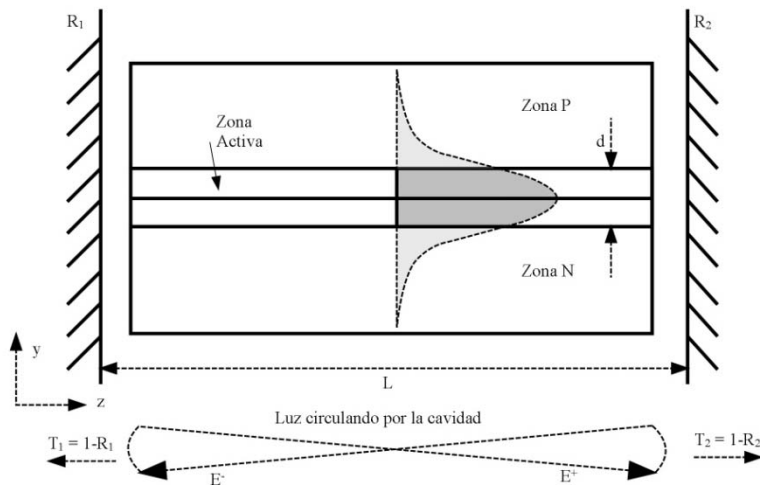


Figura 2.2.5: Ilustración del concepto de factor de confi. Γ

Como ya se ha comentado, el medio activo está incluido dentro de un resonador óptico. El esquema más sencillo, se obtiene cortando las caras del diodo de manera que se convierten en espejos parcialmente reflectores (R_1 y R_2) que permiten la realimentación de la luz generada en la zona activa y la emisión de parte de ella. Esto forma una cavidad Fabry-Perot que tiene una doble función, ya que favorece la emisión estimulada en la dirección de la cavidad láser y selecciona la frecuencia de la emisión pues la propagación en el resonador debe ser compatible con los modos de la cavidad.

La emisión láser comienza cuando la emisión estimulada, descrita por la ganancia g_m , compensa las pérdidas internas internas, α_i y las debidas a los fotones que se escapan a través de las caras de la cavidad, α_m . Si se describe el campo en ella como una onda plana monocromática, E^+ que se propaga en sentido positivo según z y E^- en sentido negativo, con una constante de propagación β (Figura 2.2.5),

$$E^+(z) = E_0^+ e^{-i\beta z + \frac{1}{2}(g_m - \alpha_i)z}, \quad E^-(z) = E_0^- e^{-i\beta(L-z) + \frac{1}{2}(g_m - \alpha_i)(L-z)} \quad (2.5)$$

y se aplican las condiciones de contorno,

$$E^+(z=0) = E_0^+ = \sqrt{R_1} E^-(z=0), \quad E^-(z=L) = E_0^- = \sqrt{R_2} E^+(z=L) \quad (2.6)$$

se obtiene la condición de oscilación estacionaria dentro de la cavidad,

$$R_1 R_2 e^{-2i\beta L + (g_m - \alpha_i)L} = 1 \quad (2.7)$$

El análisis de valor absoluto de (2.7) permite encontrar el umbral de ganancia para que existe emisión láser

$$g_{m,th} = \Gamma g(N_{th}) = \alpha_i + \alpha_m = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (2.8)$$

donde N_{th} es la densidad de portadores en este umbral en que la ganancia compensa las pérdidas. La fase de (2.7) ofrece la *condición de fase* para la emisión láser en una cavidad de longitud L ,

$$\beta L = m\pi \quad (2.9)$$

siendo m un entero. De (2.9) se obtiene la frecuencia de los modos longitudinales de la cavidad ω_m

$$\omega_m = \frac{m\pi c}{nL} \quad (2.10)$$

para la que n es el índice de refracción de la zona activa. La frecuencia central de emisión del láser ω_0 es la correspondiente al modo longitudinal de la cavidad más cercano al máximo de ganancia del medio activo.

El espaciado entre modos viene dado por,

$$\delta\omega = \frac{\pi c}{n_g L}, \quad n_g = n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \quad (2.11)$$

donde n_g es el índice de refracción efectivo de grupo, que incluye su dependencia con la frecuencia, lo que se conoce como dispersión material. La velocidad de grupo de la

onda propagándose a través de la cavidad es $v_g = c/n_g$: así, el espaciado entre modos adyacentes es el inverso de tiempo que tarda la luz en completar un viaje de ida y vuelta o *round-trip time*, $\tau_L = 2Ln_g/c = 2\pi/\delta\omega$. A modo de ejemplo, si se considera un láser con una longitud de la cavidad de $L = 300 \mu m$, la separación intermodal sería de $146GHz$ para un dispositivo basado en InP.

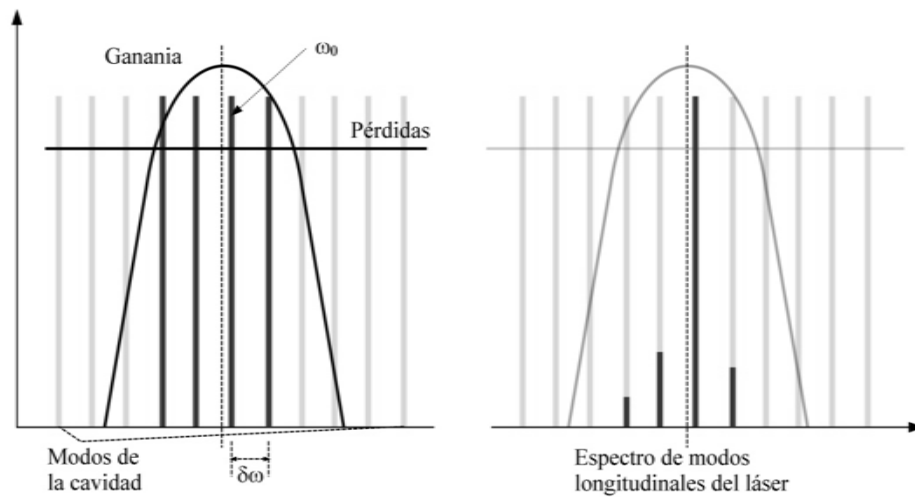


Figura 2.2.6: Representación esquemática del espectro de modos longitudinales en un láser de diodo Fabry-Perot en relación al espectro de ganancia óptica del medio

Un aspecto importante y ya detallado de la ganancia óptica de un dispositivo láser es su dependencia con la densidad de portadores libres en la zona activa. La suposición de que dicha dependencia es lineal y puede ser descrita mediante una relación como (2.3) no es siempre aplicable. En situaciones en las que la densidad de fotones dentro de la cavidad láser, S , es muy elevada, la ganancia muestra una dependencia no lineal adicional con esta cantidad. Este efecto se manifiesta en una disminución o supresión de la ganancia. Este fenómeno tiene un efecto fundamental sobre la dinámica del dispositivo ya que influye en la degradación de la frecuencia de relajación y su amortiguamiento y en el régimen pulsado (Manning et al. 1985), determinando en el ancho de pulso mínimo que se puede conseguir si se opera en modo pulsado.

Detrás de este comportamiento de la ganancia se encuentran fenómenos no lineales como el spectral-hole burning o carrier heating. La inclusión de su efecto

sobre la ganancia suele llevarse a cabo modificando la expresión (2.3) de la siguiente forma,

$$g_m = \frac{\Gamma a_0 (N - N_0)}{(1 + \epsilon S)^m} \quad (2.12)$$

donde ϵ es el coeficiente de ganancia no lineal, S es la densidad de fotones y m una constante de ajuste que suele valer 1 o 1/2. En láseres de pozo cuántico, este fenómeno se muestra con mayor intensidad, debido al mayor confinamiento de los electrones. El coeficiente no lineal varía según el dispositivo y la tecnología utilizada, pudiendo tomar valores cercanos a $2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$ para láseres de heterounión y puede subir hasta $6 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$ (Agrawal et al. 1993)

2.2.2. Ecuaciones de tasa

El comportamiento dinámico de los dispositivos láser de semiconductor suele ser descrito mediante sus ecuaciones de tasa. Existen numerosas aproximaciones, pero la base conceptual es la misma: se trata de relacionar las tasas de variaciones de fotones y portadores en la zona activa del láser con los mecanismos de inyección y generación de portadores presentes y los fenómenos relacionados con la emisión espontánea y estimulada de fotones, incluyendo las pérdidas internas y en los espejos y las recombinaciones no radiativas que también tienen lugar.

Como ya hemos tenido ocasión de mencionar, dentro de la zona activa, se producen varios procesos. La inyección de portadores facilita la generación de pares electrón-hueco con un ratio que definiremos como G_{gen} . Los procesos de recombinación, tanto radiativos como no radiativos y las fugas de corriente se oponen a dicha generación con un ritmo R_{rec} , de manera que podemos escribir:

$$\frac{dN}{dt} = G_{\text{gen}} - R_{\text{rec}} = \frac{\eta_i I}{qV} - (R_{\text{esp}} + R_{\text{nr}} + R_{\text{l}} + R_{\text{est}}) \quad (2.13)$$

El parámetro η_i se denomina eficiencia cuántica interna del láser y se refiere a la fracción de la corriente inyectada que genera portadores en la zona activa. Si no existe inyección de portadores ni generación estimulada de fotones, se puede considerar que la evolución del número de portadores dentro de la zona activa decae según una constante de tiempo τ_c ,

$$\frac{dN}{dt} = -(R_{esp} + R_{nr} + R_l) = -\frac{N}{\tau_c} \quad (2.14)$$

Ya que los fenómenos de recombinación espontánea, recombinación no radiativa y las fugas de corriente están relacionados con la densidad de portadores, también suele realizarse un ajuste de la dependencia de estas cantidades con N a un polinomio de grado tres,

$$R_{esp} + R_{nr} + R_l = \frac{N}{\tau_c} = (AN + BN^2 + CN^3) \quad (2.15)$$

siendo A el coeficiente de recombinación lineal (la que ocurre en los defectos o trampas del semiconductor), B el coeficiente de recombinación espontánea total también conocido como recombinación bimolecular y C el coeficiente de recombinación Auger. A nivel práctico, estos mecanismos muestran una dependencia mucho más compleja con N , por ello A , B y C deben ser considerados más bien como parámetros para realizar el ajuste de la tasa de recombinación total de portadores. En el desarrollo que sigue a continuación consideraremos la descripción de los fenómenos de recombinación según la constante de tiempo τ_c , conocida como tiempo de vida de portadores, que dependerá de N , ya que su significado como constante de decaimiento se refiere a condiciones en que no hay términos de generación de portadores. En el diagrama mostrado en la Figura 2.2.7 se ofrece una visión de los diferentes procesos arriba mencionados y como se relacionan.

La ecuación de tasa para los fotones tiene también términos de generación y de pérdidas. Cuando un dispositivo láser funciona por encima de su umbral, el fenómeno dominante en la generación de fotones es la emisión estimulada. Como el volumen alrededor de la heterounión ocupado por fotones es mayor que el ocupado por electrones, la tasa de generación de fotones se corrige multiplicándola por el factor de acoplo Γ . Por otro lado, las pérdidas dentro de la cavidad consideramos que se definen mediante una constante de tiempo τ_p .

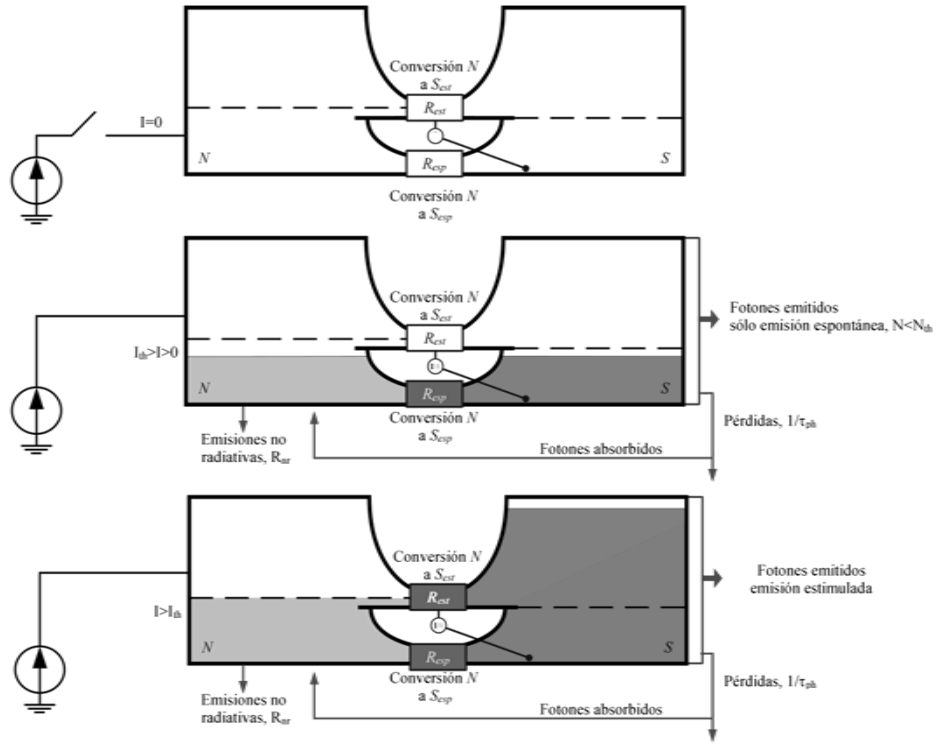


Figura 2.2.7: Ilustración de los procesos de recombinación y pérdidas que se dan dentro de un diodo semiconductor

Dado que la evolución del número de fotones dentro de la cavidad depende de su generación a través de la emisión espontánea y estimulada y su desaparición debida a las pérdidas, podemos escribir, en primera aproximación:

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma R_{est} + \Gamma \beta_{esp} R_{exp} - \frac{S}{\tau_p} \quad (2.16)$$

donde S es el número de fotones por unidad de volumen y β_{esp} es el factor de emisión espontánea. Centrándonos en el término de emisión estimulada, podemos describir el crecimiento de S en relación a la ganancia por unidad de longitud del medio g , ya descrita en (2.3),

$$S + \Delta S = S e^{g \Delta z} \quad (2.17)$$

Si Δz es suficientemente pequeño, podemos adoptar la expansión en serie de Taylor de la exponencial hasta primer orden, de modo que $e^{g \Delta z} \approx (1 + g \Delta z)$; así

$$\Delta S = S g \Delta z = S g v_g \Delta t \quad (2.18)$$

siendo $v_g = \Delta z / \Delta t$ la velocidad de grupo. De esta expresión deducimos la tasa de generación de fotones por emisión estimulada,

$$\left(\frac{dS}{dt}\right)_{esp} = R_{esp} = \frac{\Delta S}{\Delta t} = v_g g S \quad (2.19)$$

En este punto, ya estamos en disposición de escribir la ecuación de tasa para la densidad de fotones S y combinando (2.13) con (2.14) y (2.19), también podemos hacer lo mismo con la ecuación de tasa para la densidad de portadores N ,

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV} - \frac{N}{\tau_c} - v_g g S \quad (2.20)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma v_g g S + \Gamma \beta_{esp} R_{esp} - \frac{S}{\tau_p} \quad (2.21)$$

2.2.2.1. Ecuación de tasa para el campo eléctrico: fase

Según el tipo de estudio que se lleve a cabo, es necesario conocer la amplitud y la fase del campo eléctrico, no sólo la densidad de fotones en el dispositivo. Para ello asumiremos que la respuesta del material al campo eléctrico es instantánea. Así, el punto de inicio será la ecuación de onda para un medio con dichas características

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon \mathbf{E}) = 0 \quad (2.22)$$

Donde ϵ es la constante dieléctrica compleja del medio. Si se considera que el láser ha sido diseñado para soportar un único modo lateral y transversal y centramos nuestra atención en uno de los modos longitudinales, el campo puede expresarse como

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{x}} \psi(x) \varphi(y) \sin(kz) E(t) e^{-i\omega_0 t} + c.c. \quad (2.23)$$

siendo $E(t)$ es la envolvente del campo y $\psi(x)$ y $\varphi(y)$ los perfiles del campo en la dirección lateral y transversal respectivamente. El vector de onda k se relaciona con la frecuencia de resonancia de la cavidad $\omega_m = mc/2nL$,

$$k = \frac{n\omega_m}{c} = \frac{m\pi}{L}, \quad m \text{ entero} \quad (2.24)$$

En este punto se considera la aproximación de envolvente lenta o *slowly varying envelope SVE*, que implica que la envolvente $E(t)$ varía más lentamente que la oscilación del campo ω_0 . Por otro lado, se toma la *aproximación de índice efectivo*. Ello implica suponer una solución en la que la distribución del campo en el plano xy transversal a la propagación y en la dirección z pueden separarse. Ello lleva a la

separación de (2.22) en varias ecuaciones, una para $\varphi(y)$ y otra que describe $\psi(x)$, de cuya resolución se extraen tanto el factor de confinamiento Γ , como el índice de refracción efectivo de la guía dieléctrica, n_{eff} , y otra que describe el campo a lo largo de la dirección de propagación z .

Expresando la envolvente del campo en notación polar,

$$E(t) = A(t)e^{i\phi(t)} \quad (2.25)$$

A continuación se ofrece la ecuación de tasa para la envolvente del campo $A(t)$ y otra correspondiente a su fase, $\phi(t)$. Una descripción más detallada puede encontrarse en (Agrawal et al. 1993).

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} \left(\Gamma v_g g_0 - \frac{1}{\tau_p} \right) A \quad (2.26)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{2} \alpha_{lw} \left(\Gamma v_g g_0 (N - N_0) - \frac{1}{\tau_p} \right) \quad (2.27)$$

donde α_{lw} es el factor de ensanchamiento de línea o factor de Henry que relaciona la variación del índice de refracción del medio con la ganancia y por lo tanto, con la inyección de portadores.

Esta formulación y la anterior son equivalentes, ya que podemos relacionar la intensidad del campo con el número de fotones de la siguiente forma,

$$S = \frac{\epsilon_0 n n_g}{2\hbar\omega} \frac{1}{V} \int |\mathbf{E}|^2 dV \quad (2.28)$$

siendo n el índice de refracción del medio, n_g el índice de refracción de grupo, ϵ_0 la permitividad en el vacío y

2.2.2.2. Factor de ensanchamiento de línea

El factor de ensanchamiento de línea, también conocido como factor alfa, α_{lw} , fue inicialmente definido por Henry en su trabajo publicado en 1982 (Henry 1982) al estudiar las observaciones de Fleming y Mooradian (Fleming et al. 1981) respecto al ancho de línea de láseres de semiconductor. En contra de lo esperado, el ancho medido a 300K fue cincuenta veces mayor de lo esperado, lo que no se podía explicar si se atendía a lo que ocurre en otro tipo de láseres, donde en el ensanchamiento espectral

de los modos se relaciona únicamente con la emisión espontánea. Henry describió entonces en ensanchamiento excesivo observado en diodos láser atendiendo a las variaciones que se inducen en la parte real e imaginaria del índice de refracción cuando la densidad de portadores en la zona activa varía. Por ello es también conocido como factor alfa o factor de Henry, α_{lw} . Se trata de un concepto importante a la par que complejo y que relaciona el ancho de línea esperado según la formulación de Schallow-Townes (Vahala et al. 1983), Δf_{ST} y el observado para diodos láser, Δf a través de

$$\Delta f = (1 + \alpha_{lw}^2) \Delta f_{ST} \quad (2.29)$$

El factor alfa α_{lw} relaciona la parte real e imaginaria de la susceptibilidad del medio activo $\chi(N)$. Si consideramos que la susceptibilidad puede descomponerse en dos partes,

$$\chi(N) = \chi_b + \chi_p(N) \quad (2.30)$$

siendo χ_b la susceptibilidad en ausencia de bombeo externo y χ_p la contribución adicional relacionada con dicho bombeo, podemos expresar el factor alfa como (Vahala et al. 1983); (Osinski et al. 1987),

$$\alpha_{lw} = -\frac{d(\text{Re}(\chi(N)))/dN}{d(\text{Im}(\chi(N)))/dN} \approx \frac{\text{Re}(\chi_p(N))}{\text{Im}(\chi_p(N))} \quad (2.31)$$

Buscamos ahora expresar α_{lw} en función de parámetros del láser más relacionados con la descripción dada en apartados anteriores. Para ello necesitamos encontrar a qué responde la parte de la susceptibilidad dependiente de la inyección de portadores, χ_p . Retomamos la constante dieléctrica compleja, ya mencionada en (2.22) que responde a,

$$\epsilon = (\epsilon_b + \chi_p) + i \left(\text{Im}(\chi_0) + \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \right), \quad \epsilon_b = 1 + \text{Re}(\chi_0) \quad (2.32)$$

donde σ es la conductividad del medio y ϵ_b es la constante dieléctrica de fondo, que es la del medio cuando no existe bombeo externo. Si suponemos que también el índice de refracción del medio puede separarse en dos partes, al igual que se hizo con la susceptibilidad

$$n = n_b + \Delta n_p \quad (2.33)$$

donde n_b será el índice de refracción de fondo y Δn_p es el término debido a la inyección de portadores. Si aplicamos que $\text{Re}(\epsilon) = n^2$ y teniendo en cuenta (2.3) y (2.8)

$$\alpha_{lw} = -2k_0 \left(\frac{\partial n / \partial N}{\partial g / \partial N} \right) \quad (2.34)$$

Así, dado un medio activo es necesario conocer la dependencia de su índice de refracción y de la ganancia con N . En ciertos casos, como son el funcionamiento en modo continuo a niveles de potencia menores que la potencia de saturación intrabanda (típicamente 100 mW), u operando en modo lineal bajo modulación en pequeña señal por encima del umbral (Agrawal et al. 1993), la dependencia de n con la densidad de portadores será lineal. En esta situación la ganancia muestra un comportamiento lineal y su dependencia con N viene descrita por (2.3); bajo estas condiciones el factor alfa puede considerarse una constante cuyo valor suele estar entre 3 y 8 dependiendo de la naturaleza de la unión (Osinski et al. 1987). Fuera de este rango para dispositivos láser en los que la realimentación óptica mantiene las variaciones de N en un valor muy bajo, aunque existe, la dependencia de alfa con N no tiene una repercusión significativa en el comportamiento del dispositivo, siempre que las variaciones temporales de la modulación o la potencia óptica se encuentren en el rango de los picosegundos. Sin embargo, el caso de los amplificadores ópticos es diferente y la dependencia de alfa con N y la potencia óptica es mucho más importante que en el caso de los láseres (Agrawal et al. 1993).

2.2.3. Comportamiento estático de los diodos láser

Al inyectar corriente en un dispositivo láser, las transiciones que permiten generar luz comienzan a manifestarse. La emisión estimulada descrita por la ganancia óptica del material g , crece a medida que la inyección de portadores es mayor hasta que dicha ganancia compensa las pérdidas debidas a la recombinación no radiativa y la reflectividad parcial de las caras de la cavidad resonante. En ese punto la ganancia alcanza su valor umbral g_{th} ya descrito en (2.8). Recordando que las pérdidas dentro de la cavidad se definen mediante una constante de tiempo τ_p , o tiempo de vida de los fotones, podemos escribir,

$$\Gamma g_{th} = \alpha_i + \alpha_m = \frac{1}{v_g \tau_p} \quad (2.35)$$

Cuando se aumenta la corriente inyectada más allá de la corriente I_{th} del punto umbral, el efecto de la realimentación hace que la densidad de portadores N quede fija en el valor N_{th} lo que implica que la ganancia quede también fijada en g_{th} aunque la corriente inyectada $I > I_{th}$. Si consideramos que estamos en condiciones estacionarias, lo que equivale a afirmar que la corriente I inyectada es constante en el tiempo, obtenemos partiendo de (2.20) que

$$0 = \frac{\eta_i I}{qV} - \frac{N_{th}}{\tau_c} \Rightarrow I_{th} = \frac{qV N_{th}}{\eta_i \tau_c} \quad (2.36)$$

Combinando (2.36) con (2.20) llegamos a la ecuación de tasa para portadores por encima del umbral,

$$\frac{dN}{dt} = \eta_i \frac{(I - I_{th})}{qV} - v_g g S \quad (2.37)$$

de donde podemos calcular la densidad de fotones para polarizaciones sobre el umbral,

$$S(I) = \frac{\eta_i (I - I_{th})}{qv_g g_{th} V} = \frac{\eta_i (I - I_{th}) \tau_p}{qV} \quad (2.38)$$

y la potencia óptica a la salida del láser se corresponde con

$$P_0 = \eta_d \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}), \quad \eta_d \equiv \frac{\eta_i \alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} = \left(\frac{q}{h\nu} \right) \frac{dP_0}{dI} \quad (2.39)$$

donde se ha definido la eficiencia cuántica diferencial del láser, η_d .

En la Figura 2.2.8 se ilustra la característica IP o corriente-potencia óptica típica de un diodo láser. Antes del umbral, dado que no se ha alcanzado la inversión de población necesaria para que la ganancia compense a las pérdidas, la potencia óptica que se observa es debida a la emisión espontánea. Una vez superado el umbral, la emisión estimulada se convierte en el mecanismo dominante y la potencia óptica sube drásticamente.

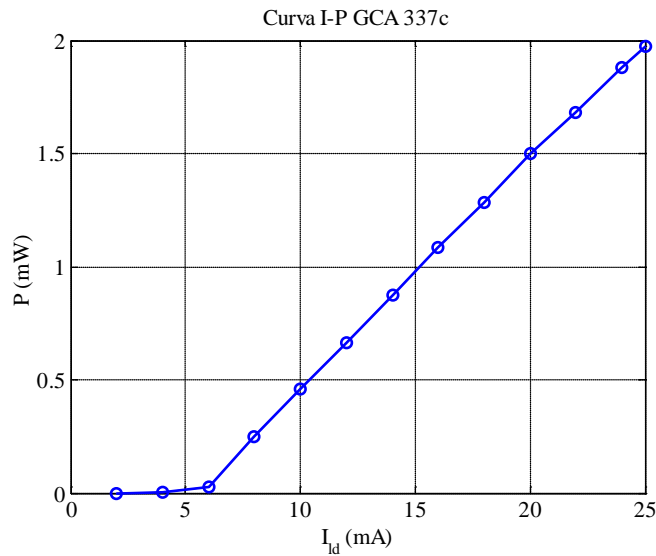


Figura 2.2.8: Curva IP experimental estática de láser de semiconductor GCA337C

2.2.4. Comportamiento dinámico de los diodos láser

Comprender el comportamiento de los dispositivos láser en condiciones en las que éstos funcionan fuera del estado estacionario es un primer paso necesario para acercarnos a su funcionamiento bajo régimen pulsado Gain Switching. Este apartado pone las bases para comprender este modo de trabajo del láser comenzando por describir su respuesta transitoria, para seguidamente tratar la respuesta del dispositivo en pequeña señal y de ahí, su funcionamiento bajo condiciones de modulación en gran señal, lo que permite comprender el régimen pulsado Gain Switching, objeto del estudio presentado en este trabajo.

2.2.4.1. Respuesta transitoria

Cuando un dispositivo láser recibe la inyección de corriente existe un retardo elevado, del orden de varios nanosegundos, hasta que se alcanza el estado estacionario descrito en el apartado anterior. Hasta que se establece ese estado estacionario el láser atraviesa un régimen transitorio que implica un tiempo de retardo de encendido o turn-on delay time y una respuesta oscilatoria amortiguada.

El tiempo de retardo de encendido t_d , se relaciona directamente con el tiempo que los fenómenos de emisión estimulada tardan en compensar las pérdidas e iniciar la

emisión láser. Para encontrar la descripción de dicho tiempo consideramos la expresión (2.20) en la que despreciamos el término correspondiente a la emisión estimulada,

$$t_d = qV \int_{N_i}^{N_{th}} \frac{1}{I - qVN / \tau_c} dN \quad (2.40)$$

Para resolver esta integral, es conveniente realizar un cambio de variable e integrar respecto de la corriente, ya que es un parámetro que podemos conocer a nivel experimental de modo más sencillo. Dicho cambio de variable también facilita la resolución de la integral cuyo resultado se muestra a continuación,

$$t_d \cong \tau_c (N_{th}) \frac{I_{th}}{I} \quad (2.41)$$

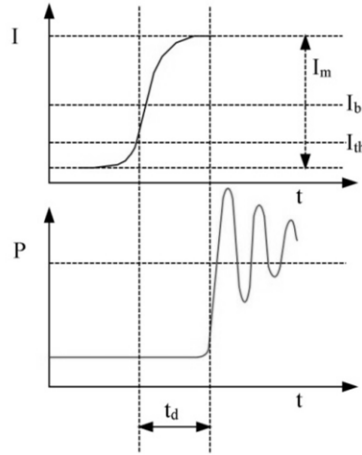


Figura 2.2.9: Tiempo de retardo de encendido, t_d

Esta expresión es muy útil cuando se trata de extraer información experimental del tiempo de vida de los portadores. Para evitar la influencia de este tiempo de retardo basta con colocar el láser en un punto de trabajo que se encuentre por encima de la corriente umbral, $I_i(N_i) > I_{th}$. La Figura 2.2.9 ilustra este fenómeno.

Pero la respuesta transitoria del láser también implica una respuesta oscilatoria amortiguada cuya naturaleza analizamos a continuación. Consideramos ahora que la densidad de portadores y la densidad de fotones varían en una pequeña cantidad entorno al umbral,

$$I(t) = I_b + I_m e^{i\omega t}, N(t) = N_b + N_m e^{i\omega t}, S(t) = S_b + S_m e^{i\omega t} \quad (2.42)$$

El desarrollo a partir de aquí implica sustituir estas expresiones en las ecuaciones de tasa, despreciando los términos que incluyan el producto $\delta N \delta S$ y asumiendo que la emisión espontánea es despreciable. En este punto se combinan las ecuaciones resultantes para portadores y fotones en una sola expresión. Derivando esta expresión respecto del tiempo se alcanza una formulación del comportamiento del láser como una ecuación diferencial de segundo orden del tipo,

$$\frac{d^2(\delta N)}{dt^2} + 2\sigma \frac{d(\delta N)}{dt} + \omega_R^2 \delta N = 0 \quad (2.43)$$

Donde ω_R es la frecuencia de oscilación que describe la respuesta transitoria del dispositivo y σ la constante de amortiguamiento,

$$\omega_R = \left(\frac{\Gamma v_g a_0 S_b}{\tau_p} \right)^{1/2} = \left(\frac{\Gamma v_g a_0}{qV} \eta_i (I - I_{th}) \right)^{1/2} \quad (2.44)$$

$$2\sigma = \Gamma v_g a_0 S_b + \frac{1}{\tau_p} \quad (2.45)$$

de modo que la frecuencia de oscilación y el amortiguamiento para un dispositivo dado dependen de la corriente aplicada como se muestra en la Figura 2.2.10. Para obtener los resultados que se muestran en dicha figura se ha considerado un dispositivo descrito según los parámetros detallados en la Tabla 2.2.1

<i>Energía del gap</i>	$h\nu$	1.5 eV
<i>Índice de refracción</i>	n	4
<i>Tiempo de vida de fotones</i>	τ_p	2 ps
<i>Tiempo de vida de portadores</i>	τ_c	3 ns
<i>Eficiencia cuántica diferencial</i>	η_d	0.8
<i>Eficiencia cuántica interna</i>	η_i	0.867
<i>Volumen de la zona activa</i>	V	$5 \cdot 10^{-16}$
<i>Ganancia diferencial</i>	a_0	$2.9 \cdot 10^{-20} m^2$
<i>Densidad de portadores en transparencia</i>	N_{th}	$1.2 \cdot 10^{24} m^{-3}$
<i>Corriente umbral</i>	I_{th}	$25 \cdot 10^{-3}$
<i>Factor de acoplo</i>	Γ	0.4;

Tabla 2.2.1: Parámetros del láser para el estudio de la respuesta en frecuencia

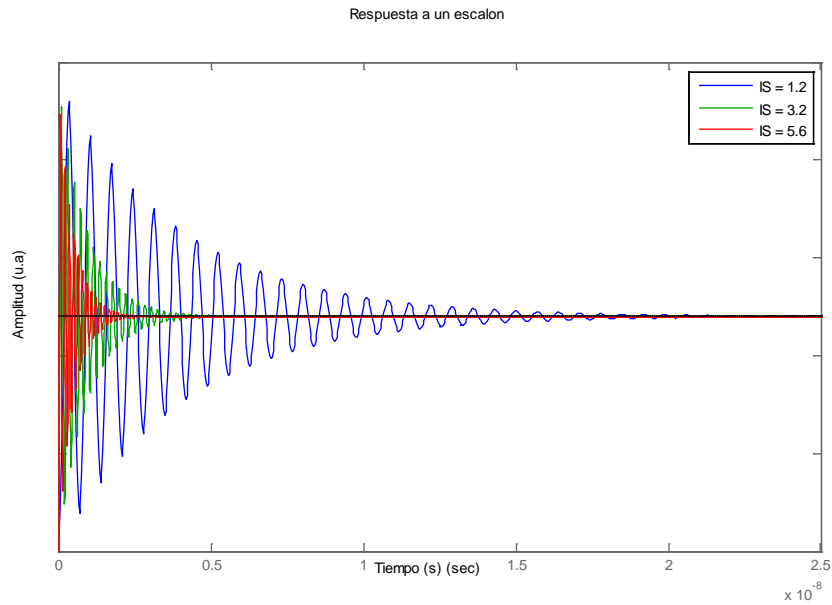


Figura 2.2.10: Respuesta transitoria de un dispositivo láser a un escalón de corriente para diferentes amplitudes del mismo relativas al punto de polarización del láser. El eje de ordenadas se muestra en unidades arbitrarias.

En la Figura 2.2.10 se detalla la respuesta transitoria de un dispositivo láser a varios escalones de corriente con diferente amplitud respecto de la corriente umbral $IS = I_{\text{step}}/I_{\text{th}}$. Como puede observarse, un mayor índice de modulación del escalón $I_{\text{step}}/I_{\text{th}}$ ofrece una respuesta con una frecuencia de oscilación más elevada. El láser reacciona ante el escalón con oscilaciones en la densidad de corriente y oscilaciones en la densidad de fotones que se asemejan a un conjunto de pulsos ópticos a medida el mencionado índice de modulación aumenta.

2.2.4.2. Respuesta en pequeña señal

Continuando con el estudio iniciado en el apartado anterior, en el que observamos como la respuesta del dispositivo láser se correspondía con la de un sistema de segundo orden, mostramos ahora cómo se comporta bajo condiciones de pequeña señal. Esto implica que el láser se encuentra polarizado en un punto de trabajo estable sobre el umbral con una corriente I_b , sobre la que se superpone una modulación, cuya profundidad cumple $I_m/I_b \ll 1$ y tal que $(I_b - I_m) > I_{\text{th}}$, lo que garantiza que el dispositivo funciona en régimen lineal. Para describir dicho régimen dinámico buscaremos la función de transferencia del dispositivo, considerando la potencia

óptica $P(t)$ como salida del sistema y la corriente inyectada como entrada, $I(t)$. Si suponemos que la corriente inyectada sigue una oscilación armónica alrededor de I_b y con una amplitud I_m , tanto la densidad de portadores y la densidad de fotones se comportarán de modo equivalente,

$$I(t) = I_b + I_m e^{i\omega t}, N(t) = N_b + N_m e^{i\omega t}, S(t) = S_b + S_m e^{i\omega t} \quad (2.46)$$

Sustituyendo las expresiones de (2.46) en las ecuaciones de tasa (2.20) y (2.21) y recordando la expresión de la oscilación de relajación encontrada en el apartado anterior y detallada en (2.44), llegamos a la siguiente función de transferencia potencia corriente para un dispositivo láser de semiconductor,

$$H(\omega) = \frac{1}{\eta_d h\nu / q} \frac{P(\omega)}{I_m(\omega)} = \frac{1}{1 - (\omega / \omega_R)^2 + i(\omega / \omega_R) [\omega_R \tau_p + 1 / (\omega_R \tau_c)]} \quad (2.47)$$

A continuación se muestra de manera gráfica cómo varía la frecuencia de resonancia de un dispositivo láser cuando se varía la corriente a la que se encuentra polarizado. Para ello se muestra la respuesta en frecuencia bajo pequeña señal de un dispositivo láser descrito por los parámetros que se detallaron en la Tabla 2.2.1

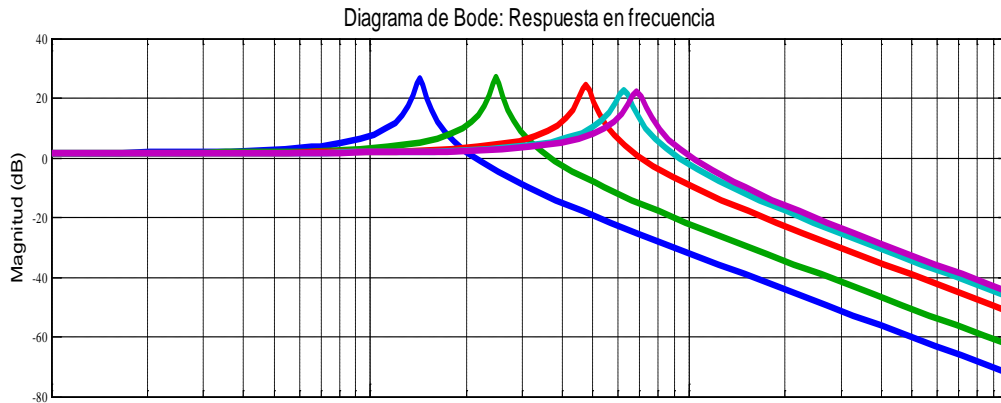


Figura 2.2.11: Respuesta en pequeña señal de un diodo láser para diferentes corrientes de de inyección

Se observa que el láser muestra una resonancia a la frecuencia ω_R tras la cual su respuesta cae a razón de 40 dB/dec como cabe esperar en un sistema de segundo orden.

2.2.4.3. Respuesta en gran señal de diodos láser

El análisis anterior resulta de gran utilidad siempre que el dispositivo funcione bajo condiciones de pequeña señal, lo que no siempre ocurre e implica que sus predicciones no sean válidas en condiciones tan comunes para un láser como puede ser la modulación digital. En estos casos el dispositivo trabaja en condiciones no lineales y para predecir su funcionamiento se hace necesario realizar un estudio numérico basado en las ecuaciones de tasa.

Cuando el dispositivo láser trabaja bajo condiciones de modulación que superan lo establecido en el apartado anterior, la salida no varía siguiendo la entrada, sino que aparecen distorsiones incluso para índices de modulación supuestamente bajos, como es el caso de la primera traza mostrada en la Figura 2.2.12 que ilustra la respuesta temporal de la potencia óptica ante una modulación sinusoidal con $I_m/I_{th} = 0.2$, para el que, aunque la entrada es una señal sinusoidal, la salida muestra una traza deformada que se desvía de la forma de la señal moduladora. Si se incrementa la profundidad de modulación, la salida del dispositivo se convierte en un tren de pulsos. El ancho de los pulsos disminuye al crecer este parámetro hasta que la salida ya no consiste en un único pulso, sino que éste aparece acompañado de subpulsos relacionados con la respuesta transitoria del láser descrita en el anterior apartado. Los resultados mostrados se han obtenido integrando las ecuaciones de tasa mostradas en (2.20) y (2.21) considerando una modulación sinusoidal a 1 GHz y diferentes profundidades de modulación y una corriente de polarización tal que $I_b/I_{th} = 1.2$.

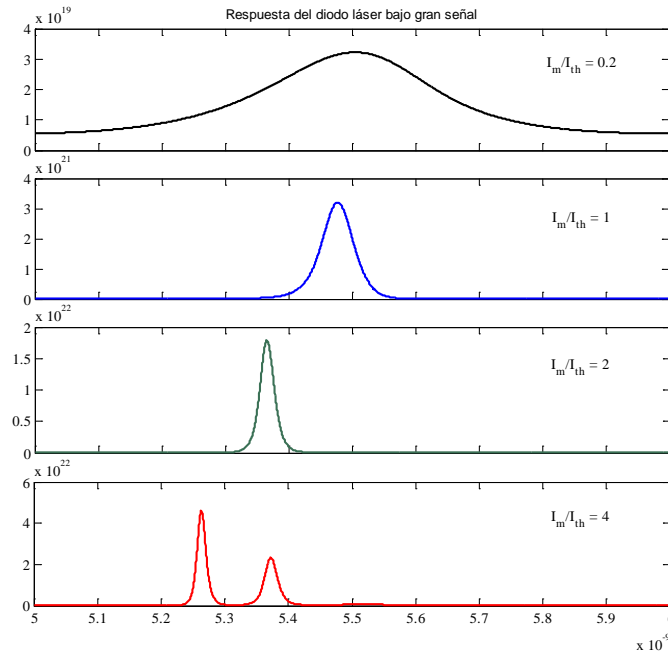


Figura 2.2.12: Respuesta en gran señal del dispositivo láser para diferentes valores de la profundidad de modulación

Cuando un diodo láser es modulado en condiciones lineales, la salida sigue a la entrada y no hay razón para que aparezcan oscilaciones. Si bien, bajo modulación de gran señal, el dispositivo es forzado a salir y entrar de su funcionamiento láser en cada periodo, ya que la elevada corriente I_m lleva al láser por debajo del umbral. Así, el dispositivo, al volver a crecer la corriente aplicada se ve forzado a responder a un transitorio rápido si la frecuencia de modulación es suficientemente alta, apareciendo entonces subpicos relacionados con la frecuencia de oscilación y la respuesta amortiguada del láser a este tipo de estímulos. Este fenómeno es la base de las técnica Gain Switching que permite obtener pulsos ópticos en el rango de los picosegundos, partiendo de diodos láser. Esta técnica se describe en detalle en el próximo apartado 2.4.

Un fenómeno similar se observa bajo modulación cuadrada, como se muestra a continuación:

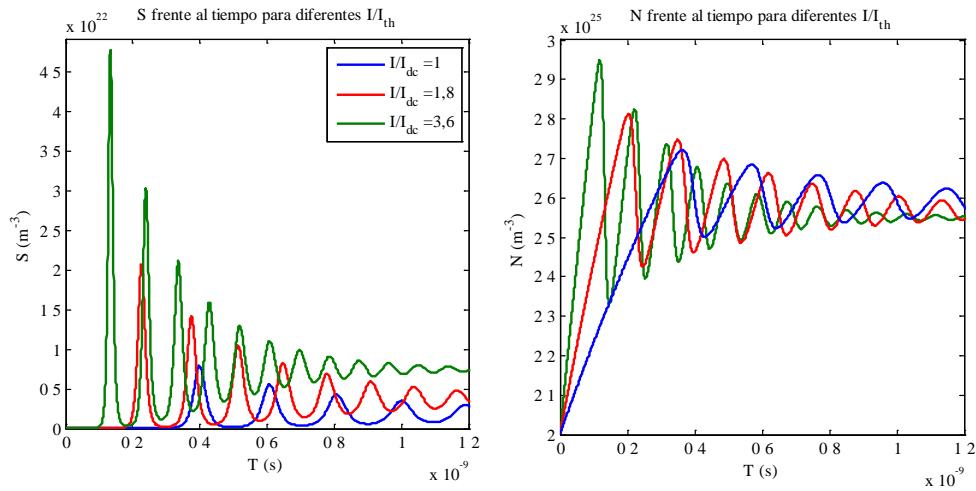


Figura 2.2.13: Respuesta a modulación cuadrada bajo gran señal

2.3. Fuentes pulsadas basadas en diodos láser

El número de aplicaciones para las que el uso de fuentes de luz pulsadas son importantes es amplio y se extiende a las comunicaciones ópticas a elevadas tasas de repetición y el procesado óptico de datos (Shams et al. 2009), incluyendo también la medida de fenómenos físicos ultrarrápidos (Taira et al. 2007), su aplicación en el campo de la bioingeniería (Taira et al. 2007). En todos estos campos la obtención de pulsos cortos adaptados a cada aplicación es un tema de estudio en el que los láseres juegan un papel importante. De entre ellos, los diodos láser presentan claras ventajas respecto a otras tecnologías ya que puede modularse de manera directa hasta frecuencias que superan las decenas de gigahercios, lo que permite alcanzar altas tasas de repetición, ofrecen una elevada eficiencia y la posibilidad de desarrollar soluciones integrables y compactas, sin olvidar que su coste es mucho más ajustado y su tiempo de operación es también alto. Por ello, desde los primeros tiempos del diodo láser el estudio de su régimen pulsado ha recibido una enorme atención (Yvind et al. 2004).

Una de las principales técnicas utilizadas para generar pulsos cortos partiendo de diodos láser es el bloqueo de modos o Mode-Locking (Yvind et al. 2004). Se trata de una de técnicas que se aplica también a láseres basados en otras tecnologías. Su

base es el control de la relación de fase existente entre todos los modos presentes en la cavidad láser. Si estas relaciones de fase no son aleatorias, sino que quedan fijas (modos bloqueados) la intensidad de potencia óptica presenta un perfil pulsado.

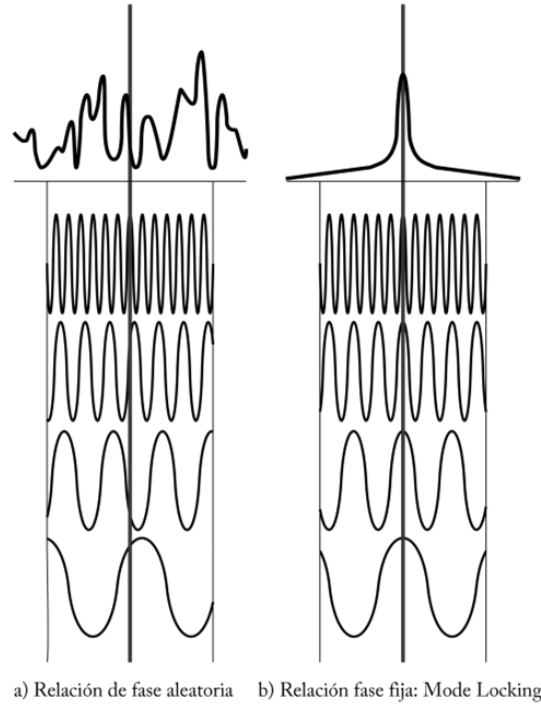


Figura 2.3.1: Mode Locking

Según la técnica experimental utilizada para inducir el bloqueo de modos podemos diferenciar entre varios tipos de Mode Locking. Así encontramos Mode Locking Activo, para el que se modula el dispositivo a la frecuencia característica de la cavidad láser $1/\tau_L$ o a armónicos o subarmónicos de ésta, obteniéndose pulsos cuyo ancho es $\tau_p = \tau_L/M$, siendo M el número de modos bloqueados. Extendiendo el resonador acoplado una cavidad externa para lo que se elimina la reflectividad de uno de los extremos del láser (láser AR), se consigue variar τ_L , lo que permite variar la frecuencia del tren de pulsos y ampliar el número de modos disponibles. Utilizando esta técnica se han llegado a obtener pulsos de 2.3 ps en la banda infrarroja de 1550 nm a 40GHz (Larsson et al. 2007; Yvind et al. 2004).

Otra modalidad es el Mode Locking pasivo. En esta configuración, la clave es la introducción de un elemento absorbente saturable dentro de la cavidad láser. Dado que la respuesta del láser a un cambio brusco será subamortiguada, existirán pulso ópticos dentro de la cavidad. El absorbente saturable elimina las partes menos potentes

de esos pulsos precursores y amplifica las más potentes. Esta técnica ha alcanzado pulsos de duración 1.7 ps a 25 GHz en 1300 nm.(Robert et al. 2004). Cuando ambas técnicas, activa y pasiva se combinan, se habla de Mode-Locking híbrido.

La integración de este tipo de dispositivos ha permitido disponer de diodos Mode Locking monolíticos(Keller et al. 2006) (Keller et al. 2006). La estructura de estos dispositivos integrados implementa a pequeña escala los elementos necesarios para realizar el bloqueo de modos híbrido, que combina las modalidades pasiva y activa incorporando secciones absorbentes y cavidades integradas. Aplicando esta técnica se han llegado a conseguir pulsos del entorno de centenas de femtosegundos (Martins et al. 1995).

Entre las fuentes pulsadas basadas en diodos láser encontramos las conocidas como Q-Switching (Vasil'ev et al. 2000). Al igual que Mode-Locking, necesita de un montaje complejo y de un dispositivo fabricado a tal efecto. Esta técnica permite obtener pulsos con potencias muy elevadas, pero la tasa de repetición que ofrece es menor y los pulsos más anchos. Se basa en incluir un atenuador o absorbente saturable dentro de la cavidad láser. Este elemento impide que la oscilación láser ocurra al captar parte de la luz presente en el resonador, cuyo factor de calidad Q disminuye. Un aumento del bombeo hace que la energía dentro de la cavidad crezca hasta que la ganancia llega a saturarse, lo que hace que el factor de calidad crezca rápidamente, bajando entonces las pérdidas lo que permite que comience la emisión estimulada. El resultado es un pulso de elevada energía.

Otra de las técnicas más ampliamente empleadas para obtener fuentes pulsadas con diodos láser es la ya mencionada Gain-Switching, objeto del presente trabajo de tesis. Esta técnica, cuya denominación podría traducirse como conmutación de la ganancia, puede aplicarse a diodos láser de cualquier estructura y no requiere ningún tipo de fabricación especial (Vasil'ev et al. 2000). Se basa en la modulación de la ganancia a través de la corriente inyectada en el dispositivo, lo que hace de ella una técnica directa a nivel experimental. Por otro lado, permite ajustar la frecuencia a la que se generan los pulsos dentro del ancho de banda electrónico del dispositivo, lo que la hace más versátiles que otras fuentes (Vasil'ev et al. 2000). Si bien los pulsos que se pueden generar, si se consideran diodos láser estándar, están en el rango de las decenas de picosegundos (10ps-100ps). Presentan también una inestabilidad temporal

o jitter temporal (Shams et al. 2009) mayor que otras técnicas. El perfil de estos pulsos no es simétrico y suele venir acompañado de subpulsos o pedestales, especialmente si se pretenden forzar las condiciones de trabajo para minimizar el ancho de los pulsos. A pesar de estas desventajas, como la posibilidad de alcanzar altas tasas de repetición fácilmente variables (varios GHz)(Shams et al. 2009), junto con las inherentes a los diodos láser, como son su compacidad, bajo coste y su eficiencia, hacen que recientemente este tipo de fuentes pulsadas hayan recuperado interés (Liu et al. 2008);(Taira et al. 2007),{Heras, 2008 #6} y justifican su estudio detallado comprender su funcionamiento y mejorarlo.

2.4. Técnica Gain-Switching

Frente a otras tecnologías que requieren del uso de un dispositivo láser fabricado específicamente, la técnica Gain Switching (GS) puede aplicarse a cualquier diodo láser disponible sea cual sea su estructura (Arakawa et al. 1987). A continuación se describe el principio de operación de dicha técnica aplicada a diodos láser y sus características más importantes.

2.4.1. Principio de Operación

Gain Switching, se basa en inducir un rápido cambio en el estado de ganancia del medio activo de un dispositivo láser. En el caso de que el medio activo que proporciona la ganancia óptica sea una heterounión de semiconductor, dicho cambio se consigue a través de la modulación de la inyección de corriente en la zona activa, lo que permite obtener pulsos del orden de picosegundos (Arakawa et al. 1987).

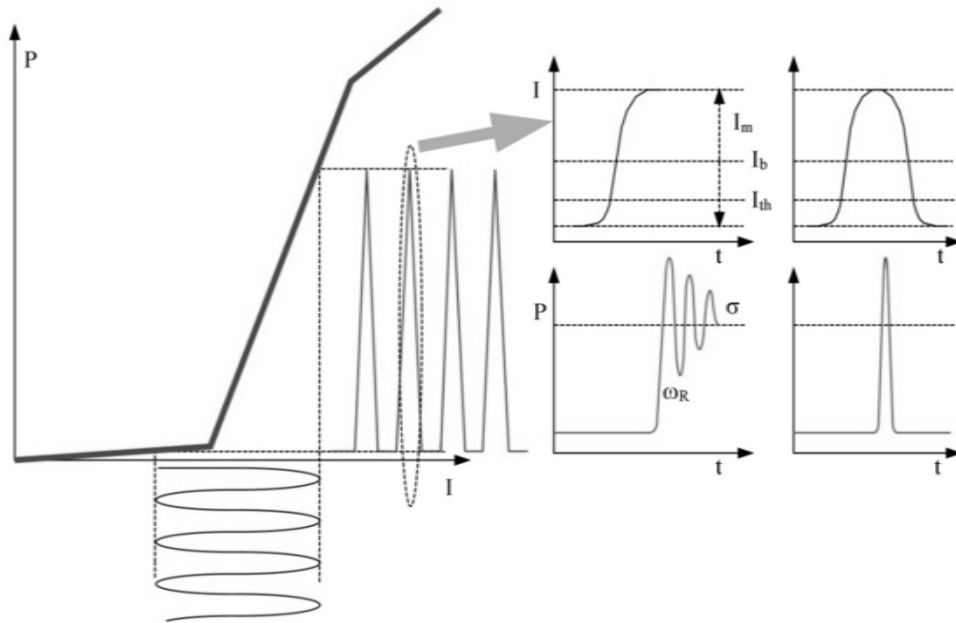


Figura 2.4.1: Ilustración que describe el proceso dinámico GS

Como se muestra en la Figura 2.4.1, cuando un diodo láser es modulado bajo condiciones de gran señal, el dispositivo es forzado a salir y entrar de su funcionamiento láser en cada periodo. Así, si el crecimiento de la corriente aplicada es suficientemente rápido el dispositivo mostrará una respuesta transitoria, apareciendo entonces subpicos relacionados con la frecuencia de resonancia ω_R . Si las condiciones de la señal moduladora, frecuencia f_m , profundidad de modulación I_m y punto de polarización I_0 , se escogen de manera adecuada, el dispositivo funcionará emitiendo un pulso por periodo de modulación. El ancho de los pulsos está también relacionado con la frecuencia de oscilación, pero intervienen otros factores que se describirán más adelante ya que el dispositivo bajo este régimen se comporta de modo fuertemente no lineal.

2.4.2. Características de las fuentes Gain-Switching

A continuación se detallan algunas de las características más importantes que definen la calidad de los pulsos que se pueden obtener mediante este tipo de fuentes ópticas pulsadas.

2.4.2.1. Ancho de pulso y potencia de pico

El límite inferior para la duración de pulsos que pueden obtenerse mediante Gain Switching viene marcado por la carga que transporta el pulso eléctrico inyectado para modular la ganancia del dispositivo y por su duración. En el límite de un pulso idealmente estrecho, una delta de Dirac, el tiempo de subida de los pulsos ópticos depende de la ganancia diferencial del dispositivo y de la cantidad de portadores que se han logrado introducir dentro del dispositivo. El límite inferior para el tiempo de bajada lo determina el tiempo de vida de los fotones, de manera que el mínimo fundamental para el ancho de un pulso Gain-Switching puede aproximarse por (Arakawa et al. 1987);(Arakawa et al. 1987):

$$\tau_p = \tau_r + \tau_d = \frac{1}{v_g g_0 \Gamma(N_p - N_0)} + \tau_p \quad (2.48)$$

donde N_p es la densidad de portadores pico obtenida con la modulación aplicada. Si retomamos los valores típicos para los parámetros más significativos de un dispositivo láser que emite a 1550 nm, como los mostrados en la Tabla 2.2.1, el límite inferior para el ancho de los pulsos que se podrían obtener mediante Gain-Switching es de tan solo $\tau_{p,min} = \tau_{r,min} + \tau_p = 0.3 \text{ ps} + 2 \text{ ps} = 2.3 \text{ ps}$, considerando una modulación que produzca $N_p = 4N_0$. Si este dato se compara con resultados experimentales, los pulsos reales distan mucho de acercarse a este límite ideal (White et al. 1985). Si bien, bajo bombeo no electrónico sino óptico, pulsos que se acercan a este límite fundamental de han obtenido en el laboratorio (Arakawa et al. 1987). Como se observa en (2.48), estos pulsos son asimétricos y en muchas ocasiones, según las condiciones de la modulación externa aplicada, vienen acompañados de amplios pedestales.

En líneas generales, el ancho de pulso y su potencia de pico se ven influidos directamente por el valor máximo que alcanza la densidad de portadores N_p en respuesta a la modulación aplicada. Este valor máximo depende de la corriente de polarización aplicada al láser y aumenta con la relación entre la profundidad de modulación y la corriente umbral del dispositivo, I_m/I_{th} . Para unas condiciones de modulación ideales, el máximo de N_p viene determinado por la ganancia diferencial a_0 , el coeficiente de emisión espontánea β_{sp} y las pérdidas en la cavidad α_i (Demokan et al. 1984).

Un aumento de la corriente de polarización I_0 implica un aumento de la potencia de pico. Así mismo, un aumento del corriente de polarización, permite reducir la duración de los pulsos. Tanto el ancho de pulso como la potencia de pico alcanzable dependen en gran manera de la compresión o no linealidad de la ganancia, que impone el límite inferior para el ancho de pulso y el superior para la potencia de pico, ya que la frecuencia de resonancia del dispositivo se ve influida también por este fenómeno{Shimizu, 1991 #555}.

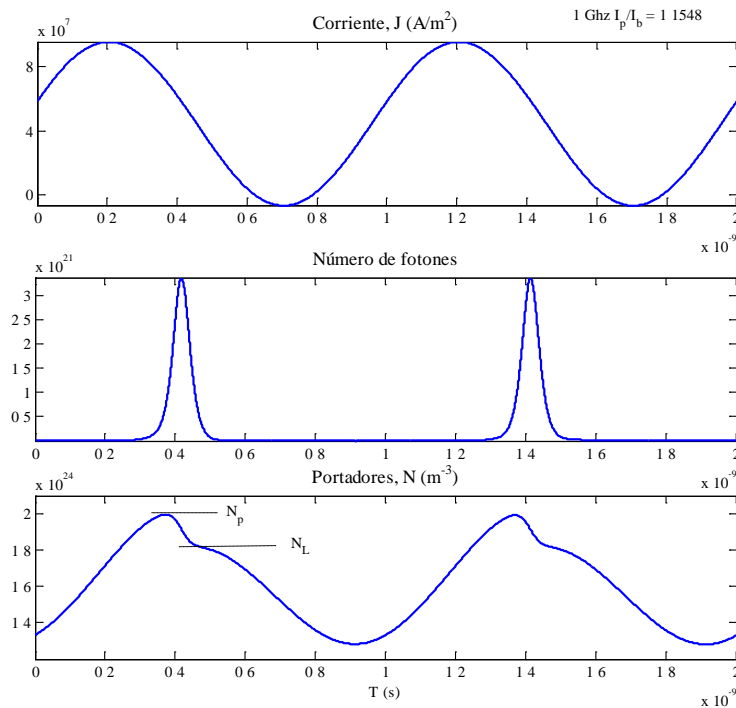


Figura 2.4.2: Modulación de ganancia a través de la corriente de entrada para Gain Switching: Corriente sinusoidal inyectada (J), evolución de la salida óptica (# fotones, S) y de la densidad de portadores (N)

La ganancia diferencial a_0 es también un factor importante a tener en cuenta. Su aumento disminuye el ancho de pulso y aumenta la potencia de pico, de manera que los dispositivos de pozo cuántico permiten obtener láseres con mayores valores de a_0 ofrecerán pulsos más estrechos y de mayor amplitud. Otro factor a tener en cuenta es la frecuencia de la señal moduladora. Un aumento de ésta, degenera la señal óptica ya que disminuye la profundidad de modulación.

Obtener pulsos de duración alrededor de la centena de los picosegundos es accesible para cualquier dispositivo variando las condiciones de modulación. Si lo que se pretende es explorar el límite inferior al que se puede llegar, esto varía según los

parámetros del dispositivo. Así, se ha observado que para longitudes de onda más largas, los pulsos que se pueden obtener son más anchos debido a que la ganancia diferencial es menor. También, un mayor factor de compresión de la ganancia implica un aumento del ancho de los pulsos ofrecidos por el dispositivo. En concreto, en la ventana de 1550 nm, los pulsos típicos están entre los 25 ps y los 30 ps (Vasil'ev et al. 2000), aunque se hayan conseguido pulsos de tan solo 11 ps (White et al. 1985). También se sabe que el ancho de los pulsos es del orden de varios tiempos de ida y vuelta o round trip time de la cavidad del láser, de manera que un láser con una cavidad más corta ofrece pulsos más cortos.

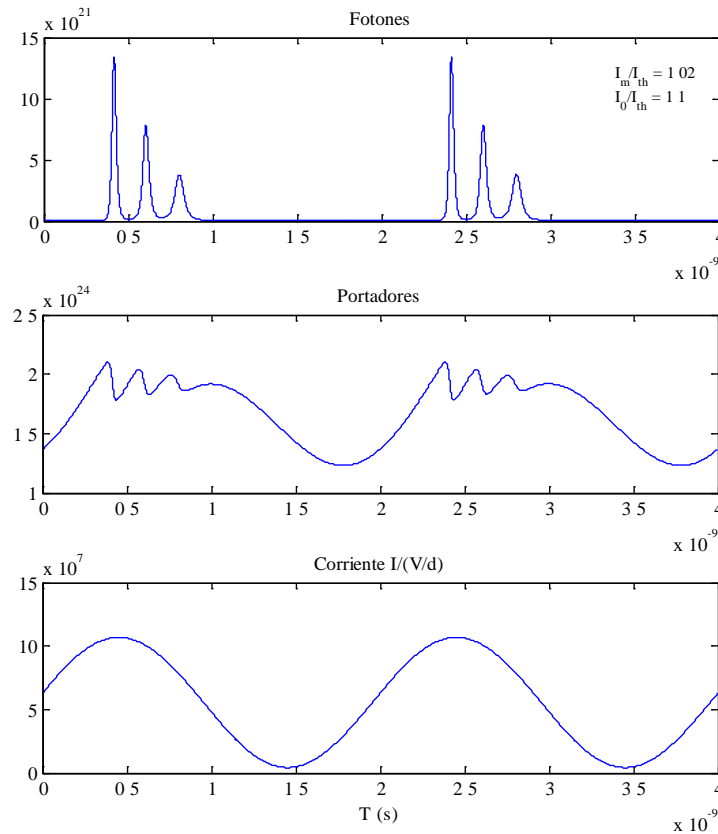


Figura 2.4.3: Diodo láser GS funcionando en régimen multipulso

Es importante diferenciar dos modos de funcionamiento para los dispositivos Gain Switching. Un aumento de la relación I_m/I_{th} permite obtener pulsos más cortos. Si bien, cuando esta relación crece existe un punto en el que el dispositivo comienza a emitir múltiples pulsos por periodo. Este modo de funcionamiento multipulso suele evitarse y se restringen los estudios al rango de valores de la señal aplicada que

permiten obtener un único pulso por periodo. Un ejemplo numérico de un diodo láser GS funcionando bajo condiciones varios pulsos por periodo o multipulso se muestra en la Figura 2.4.3

Aunque el funcionamiento multipulso suele evitarse, bajo estas condiciones se consiguen pulsos más cortos y de mayor potencia. El aprovechamiento de este régimen permitiría ampliar el rango de pulsos alcanzables por GS en términos de ancho mínimo y mejorar las condiciones de potencia. Para que el uso de este modo de funcionamiento sea factible, es necesario aislar un único pico de la subestructura, lo que podría hacerse empleando técnicas de compresión externa. Los lazos ópticos no lineales son candidatos a realizar esta tarea, ya que han sido empleados como elementos reductores de pedestales en pulsos ópticos (Pelusi et al. 1999).

2.4.2.2. Espectro óptico, chirp en frecuencia

El ancho espectral de la fuente pulsada tiene una especial importancia si se utiliza en sistemas de comunicaciones ópticas, ya que un elevado ancho espectral de la fuente implica que la distancia de transmisión se reduce debido al efecto de la dispersión. Si consideramos un sistema operando a un tasa de repetición B , con un ancho espectral de pulso $\Delta\lambda$, la máxima distancia de transmisión que puede alcanzar al propagarse a través de un medio de dispersión D viene dada por,

$$L_{\max} = \frac{1}{2BD\Delta\lambda} \quad (2.49)$$

Un pulso óptico queda bien definido si se conoce su producto tiempo-ancho de banda o *time bandwidth product*, TBP ,

$$TBP = \Delta\tau\Delta\nu \geq K \quad (2.50)$$

donde $\Delta\tau$ es el ancho temporal y $\Delta\nu$ el ancho espectral del pulso bajo consideración. Esta cantidad viene acotada inferiormente por el límite fundamental K que establece el principio de incertidumbre para señales temporales y que depende de la métrica escogida para evaluar los anchos temporales y espectrales y del perfil del pulso (Cohen 1995; Sala et al. 1980). Este es el *teorema del producto tiempo-ancho de banda o time-bandwidth product* TBP o principio de incertidumbre. Este teorema nace de la aplicación a este ámbito de la relación fundamental que liga a dos funciones relacionadas por la transformada de Fourier.

El producto TBP, dado que los anchos temporal y espectral de un pulso pueden definirse de diferentes formas, ofrece un valor que depende de la métrica elegida y el perfil del pulso. Si se considera el ancho espectral y temporal de los pulsos definidos a través del anchos rms, *root mean square* (Cohen 1995)

$$(\tau_{rms})^2 = \int (t - \langle t \rangle)^2 |s(t)|^2 dt, \quad \langle t \rangle = \int t |s(t)|^2 dt \quad (2.51)$$

$$(\omega_{rms})^2 = \int (\omega - \langle \omega \rangle)^2 |\sqrt{S(\omega)}|^2 d\omega, \quad \langle \omega \rangle = \int \omega |\sqrt{S(\omega)}|^2 d\omega \quad (2.52)$$

donde se ha expresado la señal óptica según su envolvente compleja (Trebino 2002),

$$A(t) = s(t)e^{-i\phi(t)} = \sqrt{I(t)}e^{-i\phi(t)} \quad (2.53)$$

siendo su descripción espectral,

$$TF \left\{ \frac{1}{2} s(t) e^{i\omega_0 t} \right\} = \sqrt{S(\omega)} e^{-i\phi(\omega)} \quad (2.54)$$

siendo $S(\omega)$ el espectro de la señal óptica, se cumple entonces,

$$\tau_{rms} \omega_{rms} \geq \frac{1}{2} \quad o \quad \tau_{rms} \nu_{rms} \geq \frac{1}{4\pi} \quad (2.55)$$

Esta expresión es la forma más general del principio de incertidumbre e implica que, dada una señal óptica, su ancho temporal no puede ser arbitrariamente pequeño, ya que viene limitado por el mínimo pulso que puede describirse con el contenido espectral que tiene asociado. De modo que si el espectro de la señal no se ve alterado, la compresión que se puede conseguir no puede un pulso inferior a $\tau_{rms} > 1/2\omega_{rms}$.

Si esta formulación es la más general del teorema del producto tiempo-ancho de banda, cuando se manejan pulsos ópticos con perfiles complejos se suele utilizar el *producto tiempo-ancho de banda equivalente* $TBP_e = \tau_e \nu_e$ (Trebino 2002)

$$\tau_e = \frac{1}{I_{pico}} \int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt \quad (2.56)$$

$$\nu_e = \frac{1}{S_{pico}} \int_{-\infty}^{\infty} S(f) df \quad (2.57)$$

Cuando un pulso se encuentra en el límite marcado por el principio de incertidumbre, su fase espectral del mismo sea plana, $\phi(\omega) = \text{cte}$. Esto quiere decir que

no existen retrasos entre sus componentes espectrales. Si un pulso ofrece un *TBP* igual a este límite, su calidad es la ideal. En caso contrario sus diferentes componentes espectrales no viajan parejas, sino que unas van adelantadas con respecto de otras, como se ilustra en la Figura 2.4.4. Esto se traduce en un pulso más ancho en el tiempo de lo que podría esperarse según su espectro. En esta situación se dice que el pulso sufre *chirp* en frecuencia.

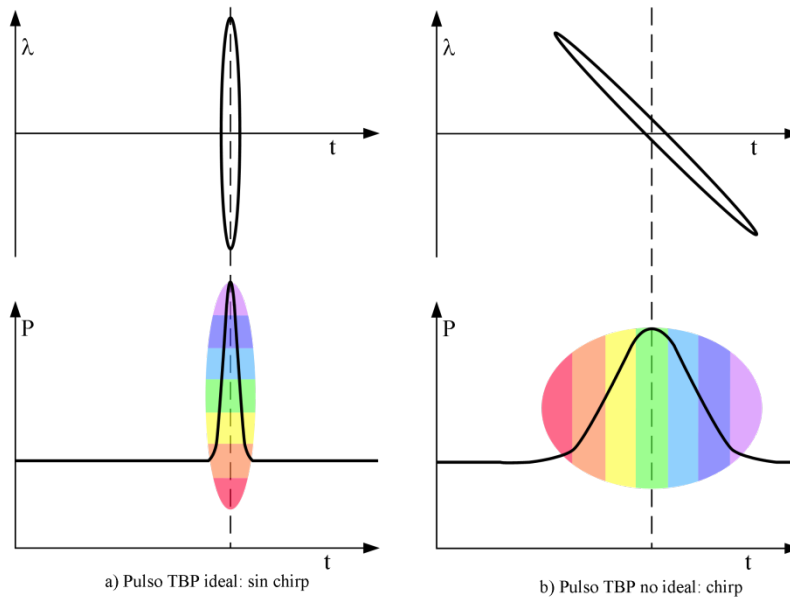


Figura 2.4.4: Pulso ideal con TBP mínimo (a) y afectado por chirp (b)

Un pulso puede presentar chirp como consecuencia de su propagación a través de un medio óptico o éste puede aparecer desde la fuente pulsada. En el caso de pulsos obtenidos mediante *Gain Switching* la propia naturaleza de su generación implica que su producto *TBP* esté por encima de su límite ideal, como se describe a continuación.

Según el tipo de diodo láser que se considere, podemos tener un espectro multimodo, como es el característico de los láseres Fabry-Perot o un espectro monomodo como ofrecen los diodos DFB. En el primero de los casos, el ancho espectral es sensiblemente mayor, incluyendo decenas de modos longitudinales. Esta característica no es deseable si se pretende transmitir la señal pulsada, ya que se verán afectados también por la dispersión modal. Por ello, los láseres monomodo son más ampliamente utilizados como fuentes pulsadas en sistemas de comunicaciones. Considerando un dispositivo monomodo, su ancho espectral típico en condiciones de operación continua es del orden 1 MHz. Cuando el dispositivo se modula, dicho ancho

aumenta debido la dependencia del índice de refracción de la zona activa con la inyección de portadores N . Si recordamos lo descrito en el apartado 2.2.2.2 este ensanchamiento viene descrito por el factor alfa o factor de Henry, α_{lw} . Esta cantidad es la relación entre la parte real e imaginarias de la susceptibilidad, lo que en un diodo láser se traduce en la relación entre el ritmo de variación del índice de refracción con los portadores N y el ritmo de variación de la ganancia también con N , como se introdujo en (2.34) y se reproduce aquí por claridad,

$$\alpha_{lw} = \frac{\text{Re}(\chi_p)}{\text{Im}(\chi_p)} = -2k_0 \left(\frac{\partial n / \partial N}{\partial g / \partial N} \right) \quad (2.58)$$

Muchas propiedades de los diodos láser dependen de α_{lw} . El ancho espectral de línea de los modos del láser o la relación entre la intensidad y la fase en régimen de modulación son algunas de ellas y ambas son además muy importantes cuando el dispositivo trabaja bajo *Gain Switching*. De hecho, la dependencia de la susceptibilidad y por lo tanto del índice de refracción con la densidad de portadores está detrás del chirp en frecuencia que presentan los pulsos *GS*. La variación de la densidad de portadores implica una variación del índice de refracción que se traduce en que la longitud de onda instantánea del láser cambie. Este fenómeno aparece siempre que se modula un dispositivo láser de semiconductor. Una estimación de la magnitud del chirp que afecta a un pulso *GS* puede obtenerse de:

$$\Delta \nu = \frac{\alpha_{lw}}{4\pi} \left(\frac{1}{P} \frac{\partial P}{\partial t} \right)_{\max} \quad (2.59)$$

siendo $P(t)$ el perfil de potencia del pulso y t el tiempo. Así, asumiendo un perfil de pulso puede estimarse el chirp en frecuencia que exhibe (Henry 1982; Osinski et al. 1987). De ahí que, el *TBP* de un pulso generado partiendo de un diodo láser se pueda aproximar por:

$$\Delta \tau \Delta \nu = K \sqrt{(1 + \alpha_{lw}^2)} \quad (2.60)$$

Eso permite afirmar que el *TPB* de un pulso *GS* está siempre aumentado por el factor alfa respecto de su valor límite ideal para un perfil y métrica dados.

El factor alfa suele considerarse constante, pero esta asunción es sólo aceptable en condiciones de baja inyección de corriente y lejos de la saturación de la

ganancia. También depende de la cantidad de fotones y de la longitud de onda (Jin et al. 2007).

2.5. Conclusiones

El presente capítulo ha presentado las bases conceptuales que permiten comprender el régimen Gain Switching. Este conocimiento de su funcionamiento es importante porque permitirá afrontar el estudio de su optimización.

Recapitulando, la técnica Gain Switching se basa en la modulación en gran señal de cualquier tipo de diodo láser y ofrece pulsos en el entorno de los picosegundos (10ps -100ps típicamente), con energías que alcanzan varios pJ y tasas de repetición sintonizables dentro del ancho de banda de modulación del dispositivo. Su perfil es asimétrico y una adecuada elección de los parámetros de la modulación aplicada permite minimizar el ancho de pulso y aumentar la energía que transportan. Variando estas condiciones se observan dos modos de funcionamiento: el más útil, en el que aparece un único pulso por periodo, que denominaremos monopolso y aquel en el que el láser, ofrece varios pulsos por periodo o multipulso. En este segundo caso, los pulsos son de menor ancho pero no aislados, lo que implica la existencia de amplios pedestales y picos satélite.

Sin embargo, para la mayoría de aplicaciones no es deseable esta forma de funcionamiento. Esto motiva el orientar esfuerzos hacia conseguir aislar y comprimir un único pico de la estructura para ofrecer una fuente *Gain Switching* optimizada, con pulsos más estrechos y mejor simetría. En el siguiente capítulo se explorarán las técnicas de compresión y mejora de pulsos y su viabilidad para ser aplicadas a la mejora de este tipo de fuentes, donde se prestará también atención al mencionado régimen multipulso.

2.6. Referencias

- Agrawal, G. P. and C. M. Bowden (1993). "Concept of linewidth enhancement factor in semiconductor lasers: its usefulness and limitations." *Photonics Technology Letters, IEEE* **5**(6): 640-642.
- Agrawal, G. P. and N. K. Dutta (1993). *Semiconductor Lasers*. Boston/Dordrecht/London, Kluwer Academic Publishers/Springer.
- Arakawa, Y., T. Sogawa, et al. (1987). "Picosecond pulse generation (< 1.8 ps) in a quantum well laser by a gain switching method." *Applied Physics Letters* **51**(17): 1295-1297.
- Carpintero, G. (1999). *Dinámica no lineal de diodos laser : estudio de la influencia del ruido*. Departamento de Ingeniería Eléctrica, Electrónica y Automática. Leganés, Madrid, Carlos III de Madrid. **PhD**: 174.
- Cohen, L. (1995). *Time-frequency analysis / Leon Cohen*. Englewood Cliffs, N.J :, Prentice Hall PTR.
- Coldren, L. A. and S. W. Corzine (1995). *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. New York, Wiley-Interscience.
- Demokan, M. and A. Nacaroglu (1984). "An analysis of gain-switched semiconductor lasers generating pulse-code-modulated light with a high bit rate." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **20**(9): 1016-1022.
- Diels, J.-C. and W. Rudolph (2006). *Ultrashort Sources II: Examples. Ultrashort Laser Pulse Phenomena (Second Edition)*. Burlington, Academic Press: 341-394.
- Fleming, M. W. and A. Mooradian (1981). "Fundamental Line Broadening of Single-Mode (GaAl)As Diode-Lasers." *Applied Physics Letters* **38**(7): 511-513.
- Henry, C. (1982). "Theory of the linewidth of semiconductor lasers." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **18**(2): 259-264.
- Jin, W., A. Maitra, et al. (2007). "Temporal Dynamics of the Alpha Factor in Semiconductor Optical Amplifiers." *Lightwave Technology, Journal of* **25**(3): 891-900.
- Keller, U. and A. C. Tropper (2006). "Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers." *Physics Reports* **429**(2): 67-120.
- Larsson, D., K. Yvind, et al. (2007). "Long All-Active Monolithic Mode-Locked Lasers With Surface-Etched Bragg Gratings." *Photonics Technology Letters, IEEE* **19**(21): 1723-1725.
- Liu, H. J., C. X. Gao, et al. (2008). "Compact tunable high power picosecond source based on Yb-doped fiber amplification of gain switch laser diode." *Optics Express* **16**(11): 7888-7893.
- Manning, J., R. Olshansky, et al. (1985). "Strong Influence of Nonlinear Gain on Spectral and dynamic Characteristics of InGaAsP Lasers." *Electronics Letters* **21**(11): 496-497.
- Martins, J. F., E. A. Avrutin, et al. (1995). "MONOLITHIC MULTIPLE COLLIDING PULSE MODE-LOCKED QUANTUM-WELL LASERS - EXPERIMENT AND THEORY." *Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **1**(2): 539-551.
- Ohtsubo, J. (2008). *Semiconductor Lasers: Stability, instability and chaos*.
- Osinski, M. and J. Buus (1987). "Linewidth broadening factor in semiconductor lasers--An overview." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **23**(1): 9-29.

- Pelusi, M. D., Y. Matsui, et al. (1999). "Pedestal suppression from compressed femtosecond pulses using a nonlinear fiber loop mirror." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **35**(6): 867-874.
- Petermann, K. (1991). *Laser Diode Modulation and Noise (Advances in Opto-Electronics)*, Kluwer Academic Publisher.
- Robert, F., A. C. Bryce, et al. (2004). "Passive mode locking of InAlGaAs 1.3- μ m strained quantum wells extended cavity laser fabricated by quantum-well intermixing." *Ieee Photonics Technology Letters* **16**(2): 374-376.
- Sala, K., G. Kenney-Wallace, et al. (1980). "CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **16**(9): 990-996.
- Shams, H., A. Kaszubowska-Anandarajah, et al. (2009). "Demonstration and optimization of an optical impulse radio ultrawideband distribution system using a gain-switched laser transmitter." *Journal of Optical Networking* **8**(2): 179-187.
- Taira, K., T. Hashimoto, et al. (2007). "Two-photon fluorescence imaging with a pulse source based on a 980-nm gain-switched laser diode." *Opt. Express* **15**(5): 2454-2458.
- Trebino, R. (2002). *Frequency-resolved optical gating : the measurement of ultrashort laser pulses*. Boston, Kluwer Academic.
- Vahala, K., L. C. Chiu, et al. (1983). "On the Linewidth Enhancement Factor-Alpha in Semiconductor Injection-Lasers." *Applied Physics Letters* **42**(8): 631-633.
- Vasil'ev, P. (1995). *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications*. Boston, London, Artech House.
- Vasil'ev, P. P., I. H. White, et al. (2000). "Fast phenomena in semiconductor lasers." *Reports on Progress in Physics* **63**(12): 1997-2042.
- White, I. H., D. F. G. Gallagher, et al. (1985). "Direct streak-camera observation of picosecond gain-switched optical pulses from a 1.5 μ m semiconductor laser." *Electronics Letters* **21**(5): 197-199.
- Yvind, K., D. Larsson, et al. (2004). "Low-jitter and high-power 40-GHz all-active mode-locked lasers." *Ieee Photonics Technology Letters* **16**(4): 975-977.

Capítulo 3.

Compresión no lineal de Pulsos

Ultracortos generados mediante la técnica

Gain Switching

3.1. Introducción

En el capítulo 2 se estudiaron las fuentes pulsadas basadas en diodos láser empleando la técnica Gain-Switching. Las ventajas que esta técnica presenta justifican el estudio de su mejora buscando reducir el ancho de sus pulsos, mejorar su perfil asimétrico y reducir los pedestales y subpicos.

Para llevar a cabo este objetivo se estudia la posibilidad de emplear técnicas de compresión y adaptarlas a las peculiaridades de las fuentes Gain Switching. Con este objetivo se exploran distintas técnicas de compresión. Como resultado de esta comparativa, la técnica basada en el uso de lazos ópticos no lineales o Nonlinear Optical Loop Mirrors (NOLM) se muestra como la más adecuada si se persiguen los objetivos de conseguir una fuente conjunta compacta, estable y que permita seguir aprovechando las ventajas que ofrece la técnica Gain Switching.

Seguidamente, se describen los resultados de la evaluación de diferentes configuraciones de lazo no lineal NOLM utilizando un modelo en aproximación analítica. Los mejores resultados como compresor para fuentes GS se obtienen para la configuración de lazo que incluye un amplificador óptico. Partiendo de este resultado se realiza un estudio centrado en dicha configuración empleando un modelo detallado con el que se obtiene un diseño optimizado para comprimir y mejora la simetría y el perfil de los pulsos Gain-Switching descritos en el capítulo anterior.

Pero antes de entrar en los detalles referentes a la compresión no lineal se ofrece un resumen de la propagación de pulsos ópticos a través de medios pasivos, principalmente las fibras ópticas y medios activos como los amplificadores de semiconductor para introducir los conceptos que se manejarán a lo largo de este capítulo.

3.2. Propagación no lineal de pulsos ópticos

La propagación de un pulso implica una disminución de su calidad ya que los fenómenos tanto dispersivos como no lineales que lo afectan a lo largo de su recorrido

varían su ancho temporal, espectral y su perfil. Pero propias las fuentes ópticas pulsadas, en muchos casos, proporcionan pulsos cuya calidad es susceptible de mejorar.

En ambos casos, se hace uso de técnicas de mejora de la calidad de pulso que pueden dividirse en dos grandes grupos: técnicas de compresión basadas en fenómenos lineales y técnicas basadas en fenómenos no lineales. Antes de evaluar las técnicas de compresión disponibles, se hace necesario describir cómo se desarrolla la propagación de los pulsos ópticos a través de medios pasivos y activos.

3.2.1. Ecuación No Lineal de Schrödinger

Consideramos que el campo eléctrico que describe el pulso en su propagación por la fibra se puede describir como (Agrawal 2006),

$$\mathbf{E}(z, y, z, t) = \mathbf{x} \frac{1}{2} \left(F(z, y) A(z, t) e^{i(\beta z - \omega_0 t)} \right) \quad (3.1)$$

donde \mathbf{x} es el vector unidad en la dirección de polarización del campo, $F(z, y)$ describe la distribución del modo considerado dentro de la guía en el plano transversal a su dirección de propagación, $A(z, t)$ es la envolvente compleja del campo bajo la aproximación de variación lenta o *slowly varying envelope (SVE)* y β es su constante de propagación. Esto implica asumir que dicha envolvente varía su amplitud a un ritmo mucho menor que la oscilación del campo ω_0 , suposición aceptable para pulsos de picosegundos. La envolvente $A(z, t)$ está normalizada de manera que la potencia óptica es $P(z, t) = |A(z, t)|^2$. En el presente estudio, nuestra atención se centra en la evolución temporal de dicho pulso, así que asumiremos que el campo está polarizado linealmente y no tendremos en cuenta su naturaleza vectorial, adoptando la llamada aproximación escalar. Teniendo esto en cuenta, puede presentarse ya la ecuación conocida como *Ecuación no lineal de Schrödinger* que gobierna la propagación no lineal de pulsos en fibras ópticas

$$j \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{j}{2} \alpha_{\text{loss}} A - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (3.2)$$

Más detalles del desarrollo que permite llegar a esta ecuación se pueden encontrar en el Anexo 1. En esta expresión se introduce el coeficiente no lineal de la fibra γ ,

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (3.3)$$

que depende de n_2 , el índice de refracción no lineal expresado en m^2/W ($n_2[m^2/W] = 2n_2[m^2/V^2]/(\epsilon_0 c n)$) y para el que c es la velocidad de la luz en el vacío, λ es la longitud de onda del campo incidente y A_{eff} es el área efectiva del núcleo de la fibra. Si asumimos que la distribución modal del pulso es gaussiana, podemos expresar este área efectiva como

$$A_{eff} = \pi w^2 \quad (3.4)$$

donde w la anchura del modo gaussiano fundamental, que depende de parámetros de la fibra (Agrawal 2006); α_{loss} son las pérdidas en el medio y β_2 es su dispersión o *group velocity dispersion* (GVD).

Para llegar a la ecuación (3.2) ha sido necesario realizar un cambio de variables en el tiempo, tomando $T = t - z/v_g$ (detalles en el Anexo 1). Este cambio implica que el tiempo T está tomado respecto a un eje temporal que se mueve con el pulso óptico a la velocidad de grupo v_g , en el llamado *marco retardado o retarded frame*.

Si nos circunscribimos al marco del presente trabajo, los pulsos ópticos objeto de nuestro estudio son pulsos en el rango de los picosegundos cuyas energías se encuentran en el entorno de los pJ, a tasas de repetición del entorno de los gigaherzios propagándose por fibras ópticas cuya propagación puede ser descrita por la ecuación (3.2). Aunque en el apartado anterior sólo se ha mostrado la expresión final, para llegar a ella se han realizado una serie de suposiciones que están detalladas en el Anexo 1 pero que se resumen a continuación:

- Descomposición de la polarización inducida en el material por el campo eléctrico en una parte lineal y otra no lineal, $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)$ En el

desarrollo, se trata a la polarización no lineal \mathbf{P}_{NL} como una perturbación de la polarización lineal, \mathbf{P}_{L} .

- El campo mantiene su polarización óptica a lo largo de su propagación por el medio.
- El campo óptico es cuasi-monocromático, lo que implica que $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ y así, el término de tercer orden de la constante de propagación se considera despreciable. En el dominio del tiempo, esta aproximación es válida siempre que el ancho de los pulsos considerados sea ≥ 0.1 ps.
- La envolvente del campo varía su amplitud a un ritmo mucho menor que la oscilación ω_0 , *slowly varying envelope (SVE)* o aproximación de *envolvente de variación lenta*
- La respuesta del medio al campo es instantánea, válida para pulsos ópticos cuyo ancho temporal esté por encima de 1 ps.

Un examen de los términos de la NLSE (3.2) permite describir los fenómenos que de manera más significativa van influir en la propagación de los pulsos ópticos que consideramos a lo largo de una fibra óptica. El segundo término de la ecuación incluye la influencia de las pérdidas lineales en la fibra, α_{loss} . El tercer término incluye β_2 , la dispersión GVD, que viene descrita por (Agrawal 2006),

$$\beta_2 = \left[\frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right]_{\omega=\omega_0} = \frac{d}{d\omega} \left[\frac{1}{v_g} \right] = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega} \quad (3.5)$$

La dispersión es de gran importancia al considerar la propagación de pulsos en fibras ópticas ya que diferentes componentes espectrales viajan a diferentes velocidades $v_g = c/n$, debido a la dependencia del índice de refracción con la frecuencia. La dispersión *GVD* incluye tanto la dispersión material, como la contribución de la llamada dispersión por guiado de onda. Su signo es muy importante y divide la propagación de pulsos en fibras ópticas en dos regímenes. En el caso de que $\beta_2 > 0$, estaríamos en el régimen normal. En este caso las componentes espectrales con mayor frecuencia viajan más lentamente. Si $\beta_2 < 0$, nos encontramos en régimen anómalo y son las componentes de menor frecuencia las que resultan retrasadas.

El cuarto término, $\gamma|A|^2 A$, donde la dependencia con el campo es no lineal, es el que modela la influencia de los fenómenos no lineales en la propagación del pulso e incluye el ya definido parámetro no lineal γ . El fenómeno descrito por este término es conocido como automodulación de fase o self-phase modulation (SPM) y es la manifestación del efecto Kerr cuando un pulso se propaga por una fibra óptica. El efecto Kerr describe cómo el índice de refracción de un medio cambia en relación a la intensidad del campo aplicado, y éste cambio es proporcional a ésta. Esta dependencia induce un desplazamiento de fase que depende de la intensidad, lo que a nivel espectral se traduce en la aparición de nuevas frecuencias ópticas asociadas con el pulso, es decir, un ensanchamiento de su espectro.

Para resolver la ecuación no lineal de Schrödinger planteada en (3.2) utilizaremos el método de paso dividido en Fourier o *Split Step Fourier Method* (SSFM) (Agrawal 2006), basado en la separación de la ecuación en términos lineales y no lineales que serán tratados como operadores diferenciales. Se trata de un método numérico pseudo-espectral empleado para resolver ecuaciones diferenciales parciales no lineales que realiza parte de sus cálculos en el dominio de la frecuencia. Este cambio de plano, si se realiza mediante una transformada de Fourier rápida o Fast Fourier Transform (FFT), reduce considerablemente el tiempo de computación, lo que hace que la resolución de la ecuación sea más rápida que empleando métodos de diferencias finitas. SSFM y su aplicación a la resolución de la NLSE está descrito en el Anexo 1.

3.2.2. Medios activos no lineales: Amplificadores de Semiconductor

Aunque existen otros tipos de amplificador óptico, como son los basados en fibras ópticas dopadas con tierras raras (Erbio, Yterbio), centraremos nuestra atención en los amplificadores ópticos de semiconductor. Al ser elementos compactos y altamente no lineales, constituyen excelentes bloques a la hora de construir un sistema de compresión de pulsos no lineal que sea compacto.

Los amplificadores ópticos de semiconductor o *semiconductor optical amplifiers* (SOA en adelante) son un medio activo formado por una heterounión de materiales semiconductores que proporciona ganancia óptica. Son similares a los diodos láser aunque en el caso de los SOA no existe realimentación óptica o su efecto es secundario. Se pueden dividir en dos grandes grupos: amplificadores de onda viajera o travelling wave (TW-SOA), donde la realimentación óptica ha sido minimizada y la luz queda amplificada tras un solo paso por el dispositivo y amplificadores Fabry-Perot, en lo que existe una resonancia significativa que lleva a que presenten una ganancia mayor en los modos resonantes de la cavidad creada. Los dispositivos más interesantes son los primeros, TW-SOA, ya que ofrecen amplificación con una respuesta más plana en un amplio rango de frecuencias. La mayoría de los dispositivos SOA se basan en heterouniones de InGaAsP/InP, lo que permite fabricar amplificadores que trabajen desde los 1300 nm a los 1600 nm de longitud de onda.

Su bajo coste y facilidad de integración juegan a su favor; si bien, su baja potencia de saturación supone una desventaja. Aún así, su comportamiento como medio óptico altamente no lineal y su capacidad de modulación a altas frecuencias han abierto el abanico de posibilidades y actualmente se utilizan como elementos clave en redes sólo ópticas o all-optical networks (AON) para multiplexado, decodificación, switching óptico, etc. También se incluyen en interferómetros Mach-Zehnder para desarrollo de circuitos ópticos lógicos.

En la Figura 3.2.1 se muestra de manera muy simplificada el esquema de un amplificador SOA. La longitud típica de estos dispositivos están entre los 0.5 y los 2 μm .

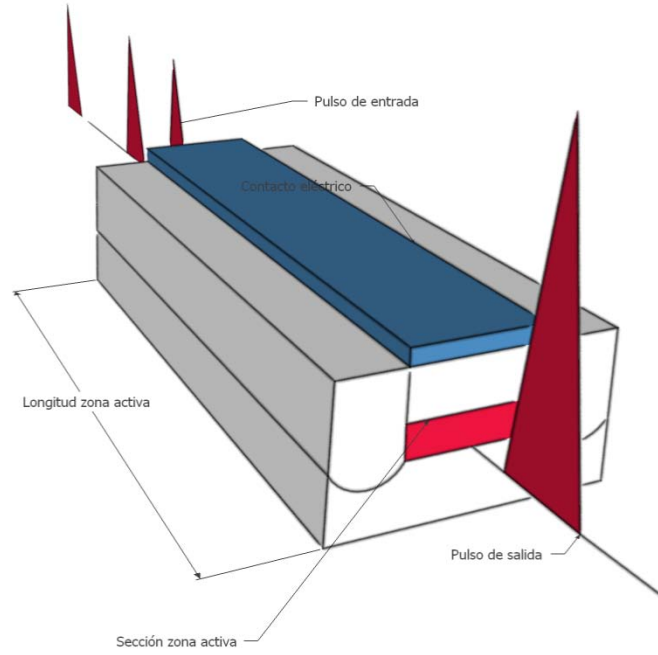


Figura 3.2.1: Esquema simple de un amplificador óptico de semiconductor

Estos dispositivos alcanzan ganancias del entorno de los 30 dB. Cuando el amplificador es bombeado, normalmente mediante bombeo eléctrico, para producir la inversión de población, el dispositivo está en condiciones de ofrecer ganancia óptica. La ganancia de los amplificadores ópticos depende de la frecuencia de la señal incidente, del medio de ganancia elegido, del nivel de bombeo aplicado, y de la potencia incidente. En este caso, el coeficiente de ganancia puede modelarse según (Agrawal et al. 1993; Dutta et al. 2006),

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + P / P_s} \quad (3.6)$$

donde g_0 es el valor de pico de la ganancia para un valor de bombeo dado, ω es la frecuencia óptica de la señal incidente, ω_0 es la frecuencia de transición atómica de la heterounión y T_2 es el tiempo de relajación del dipolo, típicamente entre 0,1-1ps. P es la potencia óptica incidente y P_s es la potencia de saturación, que depende de parámetros del medio que proporciona la ganancia.

Cuando $P/P_s \ll 1$, lejos de saturación, el ancho total a media altura del espectro de la ganancia es $\Delta\nu_g = \Delta\omega_g / 2\pi = 1 / \pi T_2$. Un concepto relacionando pero

diferente es el ancho de banda del amplificador. La ganancia del amplificador se define como $G = P_{out} / P_{in}$, que puede modelarse según

$$G(\omega) = e^{g(\omega)L} \quad (3.7)$$

donde L es la longitud del amplificador. El ancho de banda del amplificador es el ancho a media altura (FWHM) de G, que se corresponde con

$$\Delta \nu_A = \Delta \nu_g \left(\frac{\ln 2}{g_0 L - \ln 2} \right) \quad (3.8)$$

de manera que el ancho de banda del amplificador es menor que el del medio de ganancia.

El fenómeno de saturación de la ganancia en los amplificadores SOA es de especial importancia. Sustituyendo (3.6) en llegamos a (3.7),

$$G = G_0 e^{\left(\frac{G-1 P_{out}}{G P_s} \right)} \quad (3.9)$$

donde $G_0 = e^{g_0 L}$ es conocida como la ganancia no saturada del amplificador, cuando $P/P_s \ll 1$. Si se define la potencia de salida de saturación como la potencia de salida para la que la ganancia del amplificador ha disminuido a la mitad, llegamos a

$$P_{sout} = \frac{G_0 \ln 2}{G_0 - 2} P_s \quad (3.10)$$

Se observa por lo tanto que la potencia de saturación observable a la salida es menor que la potencia de saturación del medio.

La operación no lineal de los SOA se basa en la explotación del comportamiento que presenta la ganancia cuando ésta depende de la potencia que se propaga por el amplificador y del comportamiento del cambio de fase inducido en las señales ópticas que se propagan, cuando dicho cambio se hace dependiente también de la potencia. Este segundo grupo tiene su base en la no linealidad de la susceptibilidad del medio activo, lo que implica la aparición de numerosos fenómenos ópticos. Dentro de cada una de estas categorías encontramos aquellos efectos no lineales que se producen cuando sólo existe una señal óptica propagándose por el medio activo o

cuando existen varias (Occhi 2002). Dentro de los dependientes de la ganancia destacamos:

- Automodulación de la ganancia o self gain modulation (SGM): se trata de la modulación que sufre la ganancia del amplificador debida a las variaciones en la potencia de la propia señal a amplificar.
- Modulación de ganancia cruzada o cross-gain modulation (XGM): es la variación que se produce en la ganancia debido a la propagación de una señal óptica a través del amplificador y que afecta al resto de señales que se propagan por el mismo.

Los dependientes de la fase, se resumen a continuación:

- Automodulación de fase o self-phase modulation (SPM): se basa en la dependencia del índice de refracción del medio con la potencia o fenómeno Kerr y la consiguiente modulación que sufre al propagarse una señal óptica por el amplificador, afectando a ésta en término de su fase.
- Modulación de fase cruzada o cross-phase modulation (XPM): se presenta cuando la variación del índice de refracción afecta a la fase de otras señales propagándose por el SOA.
- Mezclado de ondas o four wave mixing (FWM): aparece cuando varias señales se propagan y ello conlleva la aparición de nuevas frecuencias ópticas como resultado del batido de dichas señales.

Además de estos efectos cabe destacar la birrefringencia presente en el amplificador, lo que implica que la polarización de los haces que atraviesan el amplificador rote y además lo hagan de manera diferente según la potencia óptica incidente.

Como se mencionó anteriormente, la existencia de emisión espontánea de fotones, implica la existencia de ruido de emisión espontánea o *amplified spontaneous emission* (ASE), que también debe considerarse como un fenómeno dentro de la categoría de las no linealidades de este tipo de amplificadores.

El aprovechamiento de los mencionados efectos permite el uso de estos amplificadores como fuentes de amplio espectro (ruido ASE), regeneradores, compresores no lineales y compensadores de chirp (SPM), para conversión de frecuencia óptica, multiplexores ópticos o recuperación de reloj óptico (XGM), muestreo óptico y demultiplexación (FWM) o como puertas lógicas ópticas (SPM, rotación de la polarización).

En este apartado se han descrito las características generales de un amplificador SOA. De cara a su estudio dentro de este trabajo, se han empleado dos modelos dos modelos teóricos que describen estos dispositivos más detalladamente y que se detallan en el Anexo 2.

3.3. Compresores de lazo óptico no lineal

Dentro de los compresores de pulsos ópticos, se encuentran los basados en dispositivos interferométricos. El presente apartado se centra en los compresores no lineales que parten de interferómetros tipo Sagnac (Sagnac 1913) y particularmente, en su implementación utilizando fibra óptica (Vali et al. 1976). Esta configuración se distingue por su versatilidad, sencillez, su facilidad de alineamiento y su estabilidad. Es común en la literatura que este tipo de dispositivos reciban sin embargo un nombre que está algo alejado de su base interferométrica, siendo denominados *Nonlinear Optical Loop Mirrors*, *NOLM*, que aquí traduciremos por *lazos ópticos no lineales*. Este tipo de dispositivos fueron inicialmente propuestos como switches ópticos (Doran et al. 1988) pero su capacidad en relación a la mejora de la calidad de pulsos ópticos fue rápidamente explorada (Smith et al. 1990).

3.3.1. Antecedentes

Los sistemas compresores de pulsos ópticos pueden dividirse según si los fenómenos en los que se basan son lineales o no lineales. Entendemos compresión lineal de pulsos ópticos como aquella que se basa en fenómenos lineales que compensan retardos entre diferentes componentes frecuenciales del pulso pero no varían su espectro. Es por ello

que las técnicas lineales llevan implícita una limitación fundamental que deriva de del *teorema del producto tiempo-ancho de* o principio de incertidumbre,

$$\tau_{rms} \omega_{rms} \geq \frac{1}{2} \quad o \quad \tau_{rms} \nu_{rms} \geq \frac{1}{4\pi} \quad (3.11)$$

Cuando un pulso se encuentra en el límite marcado por el principio de incertidumbre su fase espectral es plana, ya que no existen retrasos entre sus componentes espectrales. Como ya se describió en el capítulo 2, el *chirp* aparece tras la propagación de un pulso óptico o debido a las condiciones de generación en la propia fuente láser. Las técnicas de compresión lineal se basan en compensar esos retardos. Según el principio de incertidumbre, este tipo de compresión está limitado por el ancho espectral de la señal, ya que $\tau_{rms} > 1/(2\omega_{rms})$.

Existen diferentes técnicas de compresión lineal. Una de las más utilizadas es el uso de pares de redes de difracción que permiten recuperar los desfases relativos entre componentes espectrales. Otra de técnica igualmente extendida es el uso de fibras ópticas con dispersión adecuada para compensar el chirp lineal que presente el pulso dado. En el caso de fuentes GS el chirp característico, que se corresponde con un desplazamiento al rojo, puede ser compensado empleando una fibra con dispersión normal, $\beta_2 > 0$. En la Figura 3.3.1 se muestra la evolución de un pulso al propagarse por una fibra con esas características, denominadas fibras con dispersión desplazada o *dispersión shifted fibers, DSF*.

Como puede observarse, tras recorrer una distancia que varía según el *chirp* del pulsos inicial y la dispersión de la fibra, se consigue comprimir el pulso hasta, idealmente, alcanzar su límite fundamenteal TBP. Sin embargo, los pulsos reales no se ven afectados por un chirp lineal, en el que todas las frecuencias se encuentran separadas de manera equidistante. Los pulsos GS suelen presentar un chirp aproximadamente lineal en su parte central (Agrawal 2001) pero no en sus extremos, lo que limita el resultado a obtener mediante estas técnicas.

Para dar un paso adelante y conseguir una mayor compresión se plantea el uso de técnicas de compresión no lineal en las que espectro óptico de los pulsos a tratar se ve ensanchado. Si volvemos al principio de incertidumbre (3.11), esto permite que el ancho temporal mínimo que puede alcanzarse sea menor. Dentro de las técnicas no

lineales, destacan las basadas en el aprovechamiento del efecto solitón. El término solitón se refiere a un tipo especial de ondas que pueden propagarse sin distorsión a través de largas distancias y que tampoco se ven afectados por colisiones con otros pulsos. Este tipo de ondas se han estudiado de manera detallada en varios campos de la física (Mollenauer et al. 1980).

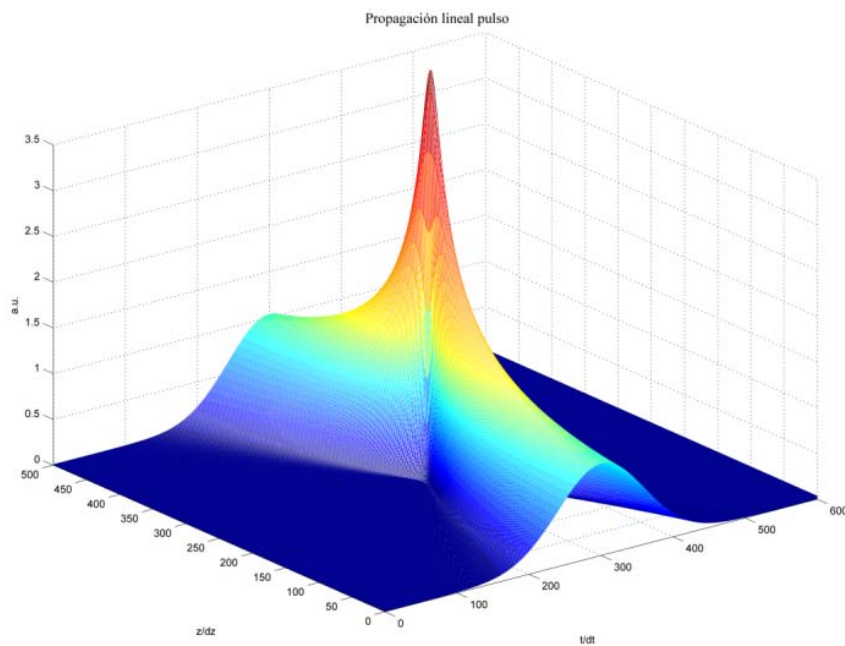


Figura 3.3.1: Propagación lineal de un pulso en una fibra con dispersión compensada

Las condiciones bajo las que se presenta el fenómeno solitón en la propagación de pulsos se dan cuando en un sistema no lineal aparecen inestabilidades que implican una modulación del estado estacionario del mismo como resultado de la interacción entre la no linealidad y los fenómenos de naturaleza dispersiva. Cuando se considera la propagación de un pulso óptico a través de una fibra, las mencionadas inestabilidades están presentes si se considera el régimen de dispersión anómala, $\beta_2 < 0$. Bajo estas condiciones la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE) (3.2) tiene una solución en forma de pulso óptico que sigue una evolución periódica de su perfil y que se denomina *solitón óptico brillante*.

Para encontrar dicha solución se aplica sobre la mencionada NLSE el método del scattering inverso (Agrawal 2006). El resultado es una familia de soluciones que consituyen diferentes formas de solitones ópticos. De entre ellos, consideramos aquellos que presentan un perfil de tipo secante hiperbólica al inicio de su propagación,

$$u(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau) \quad (3.12)$$

donde,

$$N = \left(\frac{L_D}{L_{NL}} \right)^{1/2} = \left(\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \right)^{1/2} \quad (3.13)$$

N es el orden del solitón y $L_{NL} = 1 / \gamma P_0$, la longitud no lineal asociada al medio. En la Figura 3.3.2 aparece la evolución de un solitón de orden 3. El perfil del solitón varía al propagarse, estrechándose inicialmente y rompiéndose en dos pulsos para recuperar su forma inicial tras $z_0 = \pi L_D / 2$, periodo del solitón

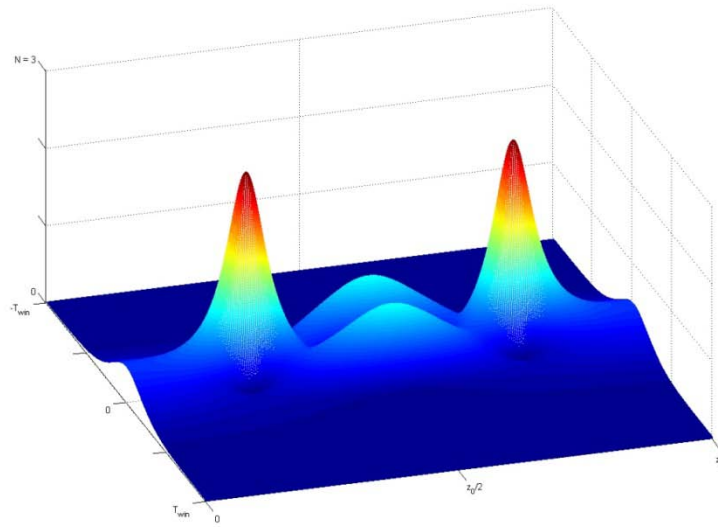


Figura 3.3.2: Propagación de un solitón brillante de orden 3 a lo largo de una distancia z_0

La propiedad más importante de los solitones es que su ancho temporal y su amplitud están relacionados mediante proporcionalidad inversa, lo que se deriva de que el orden N de un solitón permanece inalterable. Así, si su evolución periódica

implica que en algún punto su ancho disminuye, su amplitud aumentará. El aprovechamiento de esta característica permite la compresión de pulsos ópticos.

En uno de los primeros trabajos experimentales que exploraron esta posibilidad (Mollenauer et al. 1980; Mollenauer et al. 1983) se presenta un sistema capaz de ofrecer un factor de compresión (considerando el ancho total a media altura de los pulsos FWHM) $FC = \Delta\tau_{in}/\Delta\tau_{out} = 27$. Ya en estos primeros trabajos se hacen patentes las desventajas de esta técnica de compresión de pulsos ópticos. En primer lugar, se hace necesario manejar pulsos con elevada potencia de pico, lo que implica la necesidad de una etapa preamplificadora. Por otro lado, la formación de solitones se hace complicada, cuando no imposible cuando el chirp que exhibe el pulso experimental supera un determinado umbral cuyo valor es muy cercano al chirp que presentan las fuentes Gain Switching (Agrawal 2006). Esto hace necesario utilizar una etapa previa de compensación de chirp. Además, la compresión es dependiente de las características de la fuente inicial, como el ancho de los pulsos y su potencia de pico. A todas estas consideraciones hay que sumar la aparición de pedestales.

Posteriormente trabajos han tratado de mejorar la calidad de los pulsos obtenidos mediante esta técnica. El uso de fibras con perfil de dispersión decreciente o *dispersión decreasing fibers (DDF)* lo que ha supuesto mejoras en términos de compresión y reducción de los pedestales (Chernikov et al. 1993; Vinoj et al. 2004). Otros trabajos han considerado el uso de medios activos formados por fibras dopadas con erbio Er^+ para la propagación de los solitones (Chusseau et al. 1996; Lin et al. 2007) o el uso de fibras de cristal fotónico, ya que su alta no-linealidad permite reducir la longitud de fibra necesaria y extender el rango de longitudes de onda de trabajo hacia $1\mu\text{m}$ (Ouzounov et al. 2005), pues en fibras estándar, la automodulación de fase y dispersión sólo aparecen simultáneamente por encima de los 1300 nm.

3.3.2.Principio de operación

Los lazos ópticos no lineales son en esencia un interferómetro de fibra construido según la configuración Sagnac. Estos interferómetros han tenido un amplio campo de aplicación como dispositivos giroscópicos y como reflectores ópticos. Pero un Sagnac de fibra detecta más que estados de rotación ya que responde a cualquier fenómeno

que se manifieste de forma no recíproca para los dos haces de luz que lo atraviesan. Esta es la base del funcionamiento no lineal de estos interferómetros y de su aplicación como compresores ópticos. En la Figura 3.3.3 se muestra un esquemático de un lazo óptico no lineal.

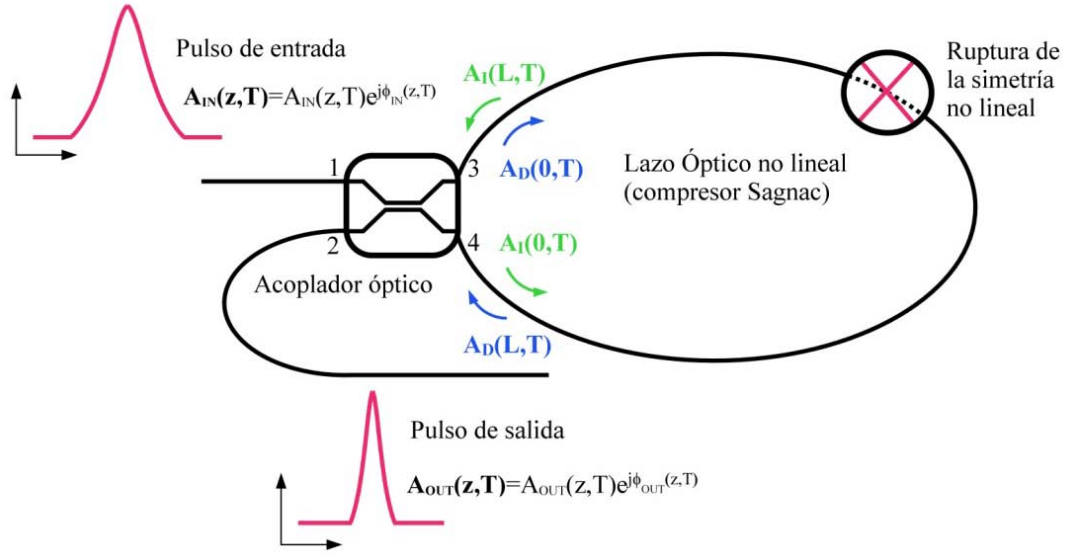


Figura 3.3.3: Esquemático de un lazo óptico no lineal

Consideremos un pulso óptico incidiendo en el lazo $A_{IN}(z, T)$, siendo T el tiempo referido al marco retardado $T = t - z/v_g$ y L la longitud del lazo. El interferómetro está formado por un acoplador que divide el pulso de entrada en dos, uno que se propaga por la fibra que forma el dispositivo siguiendo el sentido de las agujas del reloj, y otro pulso que se propaga en sentido anti-horario. Un acoplador que divide la potencia óptica a razón de $\alpha:(1-\alpha)$, éste puede describirse según,

$$\begin{aligned} A_3(0, T) &= \sqrt{\alpha} A_1(0, T) + i\sqrt{1-\alpha} A_2(0, T) \\ A_4(0, T) &= i\sqrt{1-\alpha} A_1(0, T) + \sqrt{\alpha} A_2(0, T) \end{aligned} \quad (3.14)$$

donde A_1 , A_2 , A_3 y A_4 son las amplitudes del campo referidas a los puertos correspondientes del acoplador. Así, si se considera el origen de la propagación en el puerto 1 del acoplador, siendo éste a su vez la entrada al lazo óptico no lineal, tenemos que $A_1(z, T) = A_{IN}(z, T) = A_{IN}(z, T)e^{i\phi_{IN}(z, T)}$ y el campo tras el acoplador como,

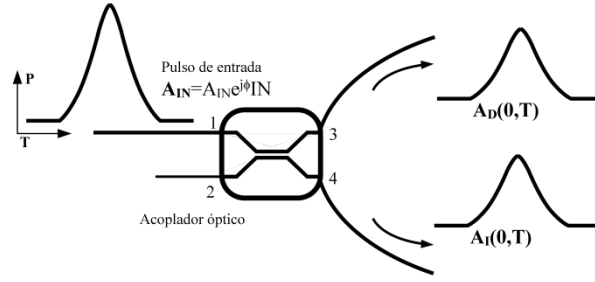


Figura 3.3.4: Pulso al dividirse en el acoplador a la entrada

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A}_D(0,T) &= A_D(0,T)e^{i\phi_D(0,T)} = \mathbf{A}_3(0,T) \Big|_{A_1=A_{IN}, A_2=0} = \sqrt{\alpha} A_{IN}(0,T)e^{i\phi_{IN}(0,T)} \\
 \mathbf{A}_I(0,T) &= A_I(0,T)e^{i\phi_I(0,T)} = \mathbf{A}_4(0,T) \Big|_{A_1=A_{IN}, A_2=0} = i\sqrt{1-\alpha} A_{IN}(0,T)e^{i\phi_{IN}(0,T)} \quad (3.15)
 \end{aligned}$$

donde A_D es la amplitud del campo propagándose según las agujas del reloj y A_I la amplitud del campo propagándose en sentido antihorario bajo la aproximación SVE.. Para el caso que se presenta aquí, no existe entrada por el puerto 2 del acoplador que será la salida del sistema. Una vez el pulso de entrada se divide y cada pulso resultante se propaga a lo largo del lazo, el pulso que avanza en el sentido contrario a las agujas del reloj parte con un desfase $\pi/2$ respecto del que lo hace en sentido contrario, por efecto del acoplador. A partir de aquí, la propagación de ambos es idéntica en términos lineales, pero no así en términos no lineales si el lazo incluye un elemento de ruptura de la simetría no lineal.

En la literatura se han propuesto numerosos mecanismos para conseguir este objetivo. Desde el primer lazo, propuesto por Doran y Smith (Doran et al. 1988) en el que se planteaba el uso de un acoplador asimétrico, $\alpha \neq 0.5$, otros autores han propuesto el uso de fibras ópticas con características dispersivas diferentes, lo que implica que su interrelación con los fenómenos no lineales sea distinta también y permita obtener una interferencia constructiva en el puerto 2 del acoplador (Steele 1993). También se ha propuesto el uso de amplificadores (Cao et al. 2003) o el uso de fibras especiales, como las de dispersión decreciente (Wai et al. 2003). Más adelante se ofrece una descripción más detallada de los esquemas propuestos, pero todos ellos coinciden en el uso de la propagación no lineal asimétrica de los pulsos para conseguir un cambio de fase entre ellos que permita que al recombinarse a la salida exista una

salida no nula. Si ese cambio de fase es diferente a lo largo del perfil de los pulsos, sólo aquellas partes de los mismos que al reencontrarse en la salida exhiban la diferencia de fase adecuada, dejarán el lazo. Si dicho perfil de desfase se diseña de manera correcta, el lazo óptico no lineal ofrecerá a la salida un pulso con perfil mejorado y ancho reducido.

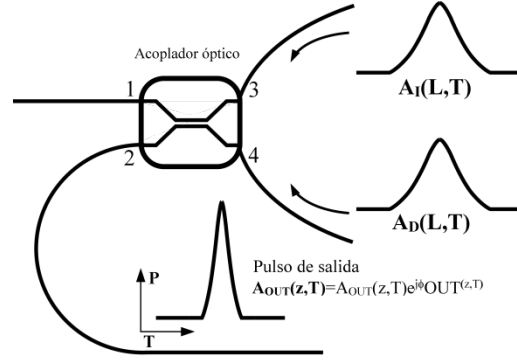


Figura 3.3.5: Recombinación de los pulsos en el acoplador tras propagarse a lo largo del lazo.

Volviendo a la evolución del pulso a través del lazo, tras propagarse los pulsos a lo largo del lazo de longitud L , si $\phi_I(L,T)$ es la fase del pulso que viajaba en sentido contrario a las agujas $A_I(L,T)$ del reloj y $\phi_D(L,T)$ la fase del pulso $A_D(L,T)$ que viaja en sentido horario, estos pueden expresarse como:

$$A_D(L,T) = \sqrt{\alpha} A_{IN}(L,T) e^{i\phi_D(L,T)}, \quad A_I(L,T) = i\sqrt{1-\alpha} A_{IN}(L,T) e^{i\phi_I(L,T)} \quad (3.16)$$

La propagación a través del lazo afecta al perfil de amplitud de cada pulso como consecuencia de los fenómenos lineales, ya que existen pérdidas y dispersión en la fibra y una fase añadida que relacionada con los fenómenos no lineales. Aunque esta separación tan bien definida no es siempre aplicable, por claridad, aceptamos esta aproximación al presentar por primera vez el funcionamiento de estos dispositivos. Así, la salida de lazo puede escribirse, teniendo en cuenta el comportamiento del acoplador, como,

$$\begin{aligned} A_{OUT}(L,T) &= i\sqrt{1-\alpha} A_I(L,T) + \sqrt{\alpha} A_D(L,T) \\ &= \left(i\sqrt{1-\alpha}\right)^2 A_{IN}(L,T) e^{i(\phi_{IN}+\phi_I)} + \left(\sqrt{\alpha}\right)^2 A_{IN}(L,T) e^{i(\phi_{IN}+\phi_D)} \\ &= A_{IN}(L,T) \left[(1-\alpha) e^{i(\phi_{IN}+\phi_I+\pi)} + \alpha e^{i(\phi_{IN}+\phi_D)} \right] \end{aligned} \quad (3.17)$$

Esta expresión detalla la superposición de los pulsos al reencontrarse en el acoplador. Su suma, al ser dos campos coherentes, es de naturaleza interferométrica, mostrando un máximo donde la diferencia de fase entre las dos cantidades vectoriales que se suman sea un múltiplo de 2π , o lo que es equivalente, cuando los vectores que las describen sean paralelos. De este modo, encontramos que la condición de máxima salida para el lazo es se reduce a,

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= (\phi_{IN} + \phi_I + \pi) - (\phi_{IN} + \phi_D) = 2\pi m, \quad m \text{ entero} \\ &= (\phi_I - \phi_D) + \pi = \Delta\phi_{ID} + \pi = 2\pi m\end{aligned}\quad (1.18)$$

donde se ha definido $\Delta\phi_{ID}$ como el desfase introducido por el lazo óptico no lineal entre los pulso que se propagan a su través, para el que la condición de máxima potencia a la salida se traduce en,

$$\Delta\phi_{ID}(L,T) = n\pi, \quad n \text{ entero impar} \quad (3.19)$$

Si consideramos el sistema bajo la única influencia de la propagación lineal de la luz a través de la fibra, descrita ésta por la dispersión y la atenuación, ambos pulsos experimentan exactamente la misma evolución y por lo tanto al recombinarse, dan lugar a interferencia destructiva y el sistema funciona bajo reflexión total de la potencia incidente. Si por el contrario, el sistema introduce un desfase $\Delta\phi_{ID}$ distinto de cero, existirá salida óptica a través del puerto 4 del acoplador. Si el lazo se diseña de manera que el desfase introducido tenga los valores adecuados a lo largo del perfil del pulso, el pulso a la salida presentará un perfil diferente al del pulso inicial y consecuentemente, se abre la posibilidad de que el dispositivo permita manejar la forma del pulso de salida y de esta manera, estrechar su duración temporal.

El fenómeno no lineal detrás del cambio de fase $\Delta\phi_{ID}$, es la automodulación de fase (SPM). Pero este fenómeno, en un medio dispersivo, no debe tratarse aislado sino interrelacionado con la dispersión (GVD) y según los niveles de potencia, ancho de los pulsos ópticos y tipo de medios y elementos que forman el lazo, otros fenómenos no lineales de orden superior o consideraciones dinámicas si el lazo incluye un medio activo. Por ello el estudio de los mecanismos detrás del cambio de fase necesario y de su incidencia en los pulsos se ha de realizar con detalle según cada esquema.

3.3.3. Configuraciones prácticas de lazos no lineales para compresión de pulsos ópticos

El uso de estos dispositivos para la compresión de pulsos ópticos, la mejora de su perfil y simetría, la eliminación de pedestales o su amplificación ha sido objeto de estudio desde que se propusieron los primeros lazos ópticos no lineales para procesamiento óptico (Smith et al. 1990). Muchas configuraciones se han presentado desde entonces. Para realizar una comparativa entre ellas y comprender su diversidad, es interesante prestar atención a los siguientes aspectos:

- Mecanismo o elemento utilizado para romper la simetría no lineal
- Capacidad de compresión y mejora del perfil
- Tipo de fuente pulsada para la que se ofrecen dichas mejoras
- Existencia de elementos adicionales (pre-amplificación, compensación de chirp)
- Complejidad del sistema propuesto y su relación con los resultados que permite obtener

Atendiendo al mecanismo empleado para alcanzar la compresión o la mejora del perfil, encontramos numerosos lazos diferentes. En la Figura 3.3.6 se muestra el esquema de algunas de las configuraciones propuestas, como son la basada en el uso de un acoplador no simétrico (a), el uso de fibras con diferentes características (b) o la inclusión de elementos activos en el lazo (c).

Como ya se ha mencionado, el primer sistema funcional cuya capacidad como compresor se exploró planteó un lazo con acoplador no simétrico formado por 25 m de fibra de silicio dopada con germanio (Doran et al. 1989). Se demostró su funcionamiento como switch óptico con pulsos mode-locking de 180 ps, 76 MHz de tasa de repetición a 1320 nm para potencias de pico de los pulsos de hasta 75 W. La compresión se describió sin embargo al considerar pulsos Q-switching a 850 ns y 500 Hz de tasa de repetición con potencia de pico de 12.5 W. El factor de compresión es de 1.62.

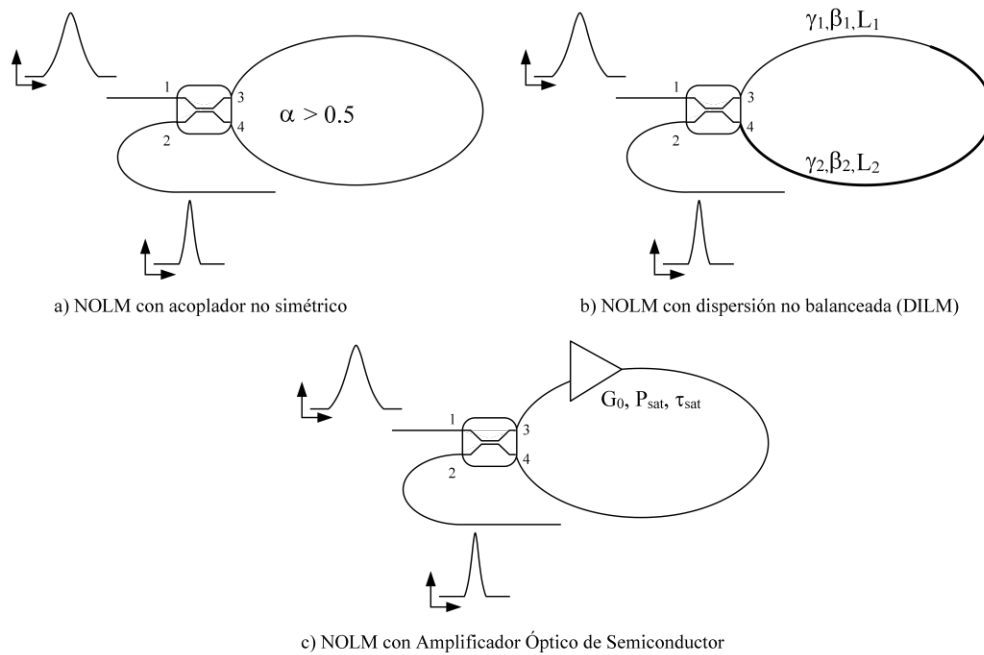


Figura 3.3.6: Ejemplos diferentes de esquemas NOLM

Poco después se propuso por primera vez el uso de un amplificador óptico colocado de manera asimétrica en el lazo como elemento de ruptura de la simetría no lineal (Fermann et al. 1990). Este trabajo se centró en explorar las capacidades de esta configuración como switch óptico, aunque también se observa compresión de los pulsos en factor que alcanza 1.4 veces. El amplificador incluido estaba formado por 4,5 m de fibra de silicio dopada con Nd^{3+} bombeada con 20 mW de luz a 799 nm a través del puerto 2. El lazo incluía también 306 m de fibra estándar y la fuente óptica considerada generaba pulsos de 10 ns a 10 Hz. Se obtuvieron resultados de transmisión total a potencias de 1W de pico para ganancia en el amplificador de 6 dB. Este trabajo dejó patente que la inclusión de un amplificador permitía trabajar a potencias menores sin aumentar en exceso la longitud del loop, evitando así las pérdidas que esto supone.

En el Anexo 4 se resumen las ideas principales y los logros más significativos planteados por los trabajos que han explorado la compresión y la mejora del perfil de pulsos ópticos utilizando dispositivos NOLM. En dicho anexo se pone de manifiesto la variedad de configuraciones existentes, algunas más compactas, otras más complejas en las que el loop es sólo un elemento más de un sistema más intrincado. El

tipo de fuentes ópticas consideradas es también muy amplio, existiendo trabajos que se han centrado en pulsos en el rango de los nanosegundos y otros que han bajado a los femtosegundos. También, la potencia de la señal de entrada es otro factor que difiere, siendo clave en muchos casos para conseguir el funcionamiento no lineal del dispositivo. Así mismo, una característica que comparten la mayoría de configuraciones es que dependen de las características de la entrada.

3.4. Compresión pulsos Gain Switching: Concepto y diseño

Como ya se estudio en el capítulo 2, los pulsos obtenidos mediante Gain Switching presentan problemas relacionados con su perfil asimétrico, la existencia de pedestales o multipulsos, la baja potencia y el ancho de pulsos que ofrece, limitado al entorno de los picosegundos (Vasil'ev et al. 2000). En la Figura 3.4.1 se adelantan resultados experimentales obtenidos al caracterizar el régimen GS donde se observa su perfil asimétrico acompañado de pedestales.

El estudio de etapas complementarias que mejoren dichas características permite extender la aplicabilidad de la técnica GS. El aprovechamiento del fenómeno solitón se ha planteado para este tipo de fuentes (Chusseau 1994). La compresión de pulsos mediante esta técnica permite alcanzar factores de compresión elevados al combinar varias etapas. Así, el trabajo experimental de (Matsui et al. 1999) alcanza pulsos de tan solo 20 fs a 2GHz partiendo de fuentes diodo láser en la ventana de 1.55 μm , alcanzando un factor de compresión no lineal de 375. El sistema consta de cuatro etapas y maneja potencias elevadas 1.2 W de media.

Si bien, la baja potencia (en el entorno de los miliwattios) de los pulsos GS hace necesaria su pre-amplificación. Además, el chirp que también les afecta aumenta el umbral de potencia para que el solitón aparece y también modifica el ancho de pulso necesario. Por otro lado, el chirp que afecta a los pulsos GS es aproximadamente lineal

en su zona central, pero no así en sus extremos, de manera que la compresión por este método no es uniforme a lo largo del pulso, lo que provoca la aparición de pedestales.

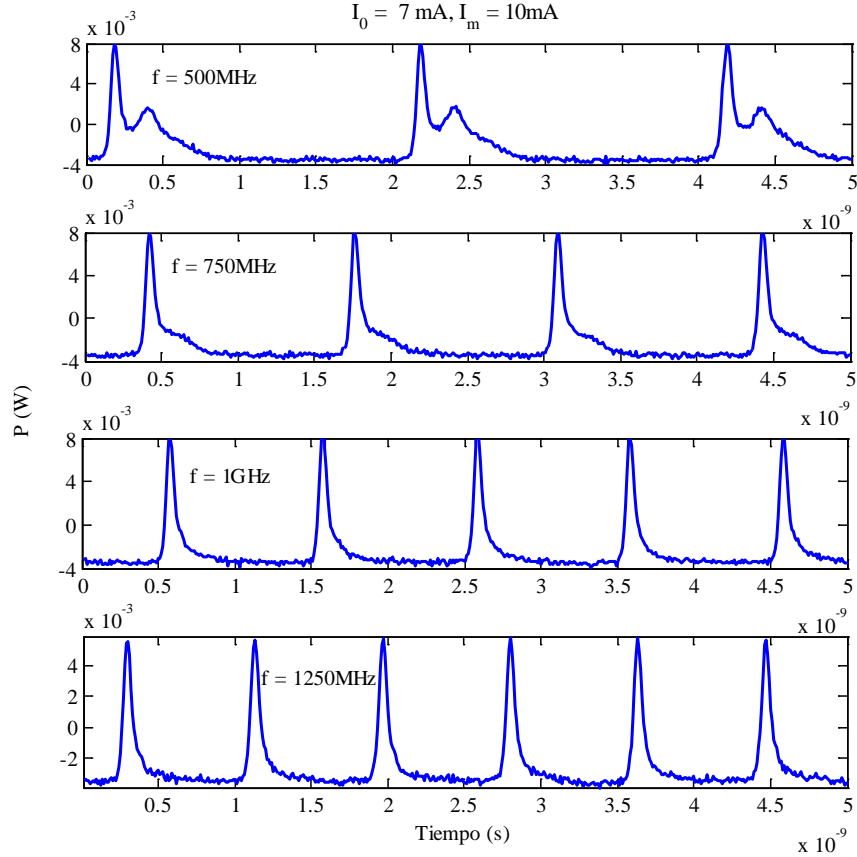


Figura 3.4.1: Evolución del régimen GS al aumentar f_m

De este modo, un paso adelante en la mejora de la calidad de los pulsos GS es no sólo obtener una elevada compresión, sino mejorar el perfil de los pulsos que se obtienen tras el procesado óptico. Esto llevó a la consideración de técnicas más sofisticadas para su tratamiento, como es el uso de Lazos Ópticos no Lineales o Nonlinear Optical Loop Mirrors (NOLM).

El uso de estos dispositivos para mejorar la calidad de pulsos GS ha sido objeto de estudio por otros autores. Uno de los primeros trabajos propone un lazo no lineal con acoplador no simétrico que incluye un atenuador y 650m de fibra DSF (Chusseau et al. 1994). La fuente GS considerada ofrece pulsos de 16ps y baja potencia es comprimida linealmente y amplificada en una primera etapa hasta conseguir unos pulsos de 4.3ps con $\text{TBP} = 0.57$ y una potencia de pico de 10W. A la

salida se obtienen pulso de 250fs, un $TBP = 0.38$ y una potencia de pico 30W. Los resultados muestran que para la máxima compresión, los pedestales del pulso a la salida eran considerablemente mayores que en otras condiciones. A su vez se observa que las condiciones de funcionamiento son enormemente sensibles a las características de la entrada.

La mayoría de esquemas propuestos comparten el hecho de que el lazo no lineal es un elemento más dentro de un esquema más complejo de compresión y mejora del perfil óptico. Algunos trabajos proponen al loop solamente como elemento final para reducción de pedestales y no como centro del procesado y la compresión (Khrushchev et al. 1999; Khrushchev et al. 1998). Al igual que estos trabajos, otros también consideran al NOLM como elemento que permite disminuir la importancia de los pedestales (Pelusi et al. 1999; Tamura et al. 2002).

Un esquema interesante es el que se basa en la inclusión dentro del lazo de un amplificador óptico. Si bien estas configuraciones no han ofrecido elevadas tasas de compresión, sí permiten reducir la necesidad de potencias tan elevadas a la entrada del compresor, lo que simplifica el esquema compresor que se puede presentar para fuentes GS que ofrecen baja potencia. Los primeros estudios sobre esta configuración (Betts et al. 1991; Smith et al. 1992) aunque no consideraron como fuente pulsada Gain-Switching plantean la compresión con un factor de 1.6 para pulsos de baja potencia, llegando incluso a observarse salida para pulsos a la entrada con potencias en el entorno de los μW . Recientemente, otros estudios ^{ópticos} han explorado esta configuración ofreciendo diseños que posibilitarían compresiones más elevadas, del entorno de 7 veces (Lei et al. 2007). Otros trabajos teóricos plantean también la posibilidad de utilizar esta configuración para posibilitar la compresión y la reducción de pedestales de manera simultánea en el lazo no lineal (Cao et al. 2003).

La variedad de configuraciones propuestas para mejorar la calidad de los pulsos GS y los numerosos esquemas planteados también para otro tipo de fuentes hacen necesario que se realice un estudio previo para dirimir cuál de ellas se ajusta mejor o las características de los pulsos GS, para proponer un esquema optimizado que complementa este tipo de fuentes bajo la premisa de disminución del ancho de pulso, mejora de su perfil temporal y simetría y simplicidad del esquema compresor,

entendiendo por ello el mínimo número de etapas, un funcionamiento estable que ofrezca mejoras en un amplio rango de variación de los parámetros de la entrada y que permita que el sistema sea compacto.

3.4.1. Compresor de lazo óptico no lineal para fuentes Gain Switching

Recopilando las particularidades de los pulsos Gain Switching, se debe destacar:

- Ancho de pulso: en el entorno de las decenas de picosegundos, 10ps -100ps. Este ancho puede ser menor si se consideran dispositivos diseñados específicamente para este propósito.
- Potencia: considerando dispositivos estándar, se obtienen potencias de varios pJ, dependiendo dicho valor del punto de trabajo escogido.
- Chirp: elevado ((Agrawal 1991)), lineal solamente en la zona central del pulso.
- Perfil: pulsos asimétricos. Esta característica se agrava al modificar el punto de trabajo para obtener pulsos con ancho menor.
- Pedestales: aparecen igualmente cuando se trabaja en puntos de operación GS que permiten obtener pulsos más cortos.
- Funcionamiento multipulso: como se expuso en el capítulo 2, estos dispositivos ofrecen pulsos con un ancho mínimo cuando trabajan en modo multipulso. En este modo de funcionamiento, aparecen varios pulsos por periodo formando amplios pedestales. El aislamiento del pico principal permitiría rebajar el ancho de pulso de trabajo de estas fuentes.

La mejora de la calidad de este tipo de pulsos pasa por controlar su ancho, disminuyéndolo, ya que esto mejorará su aplicación en nuevos campos.

Teniendo en cuenta estas particularidades, el uso de técnicas de compresión no lineal sin etapas intermedias con este tipo de pulsos plantea una serie de problemas iniciales. En primer lugar, los niveles de energía para que los fenómenos no-lineales se manifiesten con intensidad suficiente son muy elevados en la mayoría de materiales y fibras. Por otro lado, el ancho de pulso inicial y el perfil de chirp que presentan, hacen

que no sea directo aplicar estas técnicas y se requiera una compensación de este efecto y un estrechamiento de los pulsos previo a la compresión no lineal. Además, su falta de simetría y altos pedestales complican su compresión mediante técnicas como la propagación de solitones. Así mismo, el uso de dispositivos que mejoran el perfil y comprimen, como los NOLM también implica la necesidad etapas de preamplificación y de compensación del chirp. Aún así, las configuraciones que incluyen un amplificador, permiten trabajar a menor potencia pero ofrecen bajos niveles de compresión, y también son escasos los valores de estrechamiento obtenidos cuando se pretende realizar compresión no lineal y reducir pedestales simultáneamente en un mismo dispositivo. A pesar de estas dificultades iniciales, los compresores de lazo no lineales NOLM ofrecen ventajas interesantes y se pretende que sean aplicables a pulsos de baja calidad, como los pulsos Gain Switching.

Con el objetivo de mejorar el rendimiento de los dispositivos NOLM se ha llevado a cabo un estudio de su funcionamiento y así, proponer un diseño adaptado al tipo de fuentes objeto de este estudio, siempre teniendo como objetivo ofrecer una configuración compacta, aplicable de manera directa a este tipo de fuentes y que ofrezca un funcionamiento estable.

Los esquemas NOLM pueden dividirse en pasivos o activos según los elementos que se incluyan en el lazo. Para estudiar las características de cada uno de estos esquemas en función de los parámetros que describen los elementos que incluyen y también en función de las propiedades de los pulsos de entrada, se empleó un modelo analítico que permite tener en cuenta las particularidades de cada configuración. Los aspectos que interesa considerar son:

- Factor de compresión
- Potencia de salida
- Energía asociada a los pedestales
- Producto TBP de los pulsos a la salida

Estas métricas que definen la efectividad del compresor es prioritario estudiarlas en referencia, a los parámetros de la entrada:

- Ancho de los pulsos a la entrada
- Potencia de entrada
- Energía de los pedestales
- TBP de los pulsos a la salida
- Tasa de repetición

Teniendo en cuenta el marco de estudio, se ha desarrollado un estudio teórico que incluye dos partes diferenciadas:

- Estudio analítico. Partiendo de una descripción simplificada de los elementos que forman cada lazo basada en la suposición de que los fenómenos lineales y no lineales actúan sobre la propagación de los pulsos de manera independiente, se realiza un estudio del factor de compresión y la potencia a la salida según las características de los pulsos de entrada y los parámetros más significativos que describen cada diseño. Utilizando esta información se han comparado diferentes posibles esquemas de lazo teniendo como objetivo el encontrar la configuración más adecuada para ser aplicada a pulsos GS.
- Optimización: Partiendo de los resultados del estudio anterior, este estudio considera modelos numéricos tanto para los elementos pasivos como para los elementos activos y estudia en detalle el funcionamiento de la configuración más óptima con el objeto de optimizarla y proponer el diseño experimental que será objeto de un estudio práctico.

3.4.2. Estudio comparativo: Aproximación Analítica

El gran número de factores a tener en cuenta para evaluar el comportamiento de estos dispositivos como compresores y como elementos que mejoran la calidad de los pulsos ópticos requiere un estudio en el que entran en juego numerosos factores. Tanto las diferentes características de la entrada como los numerosos parámetros que definen el comportamiento no lineal y dispersivo del compresor entran en juego.

Con el objeto de evaluar diferentes esquemas de lazos no lineales y su posibilidad de funcionamiento con fuentes pulsadas Gain Switching, se ha utilizado un modelo analítico basado en la descripción de cada elemento atendiendo a su

comportamiento dispersivo, su comportamiento no lineal, la atenuación o pérdidas ópticas que puedan incluir o la ganancia y su saturación en el caso de elementos activos, siempre bajo la aproximación de que estos fenómenos actúan separadamente sobre el pulso que se propaga a su través. La señal óptica pulsada viene descrita por su potencia óptica, el ancho del pulso y su perfil de fase. Los pulsos de entrada que se consideran son de perfil gaussiano y su perfil de chirp se supone lineal.

3.4.2.1. Medios pasivos

Los medios activos presentes en el sistema a estudiar se describen teniendo en cuenta su comportamiento dispersivo, siendo éste descrito por D_f , la dispersión o GVD, su parámetro no lineal γ y su atenuación, α_{loss} .

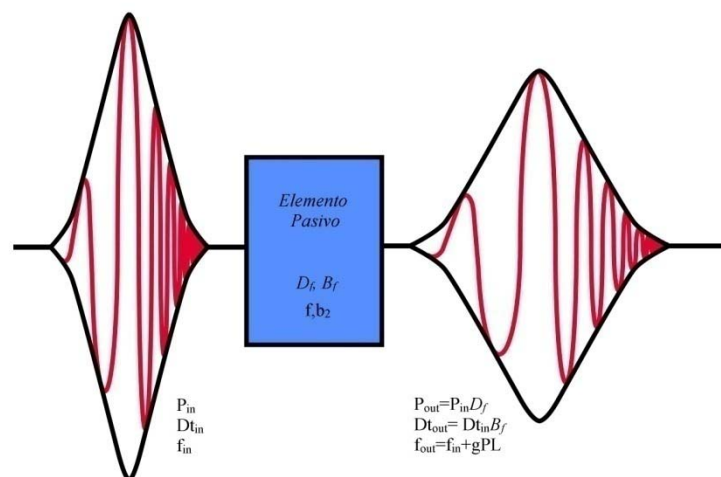


Figura 3.4.2: Elemento pasivo

Este modelo se basa en las siguientes suposiciones:

- El fenómeno no lineal dominante es la automodulación de fase descrita por el parámetro γ . Esta suposición se justifica siempre que el ancho de los pulsos esté en el entorno de los ps y las energías de los pulsos en los pJ.
- La automodulación de fase y la dispersión actúan de manera independiente. Esta suposición se justifica siempre que la longitud de dispersión sea mayor que la longitud no lineal, $L_D \gg L_{NL}$. Esto significa que los fenómenos no lineales son más intensos que los dispersivos y su interrelación puede ser

entonces despreciada. De este modo, el cambio de fase introducido por un elemento pasivo puede describirse de la siguiente forma,

$$\phi_{NL} = \gamma P_0 z \quad (3.20)$$

siendo z la longitud recorrida en el medio pasivo y γ el parámetro no lineal de la fibra.

En este marco y suponiendo pulsos con un perfil gaussiano y que no presentan chirp inicial, se puede estimar el ensanchamiento o estrechamiento que los pulsos sufrirán al propagarse por el medio (Agrawal 2006; Potasek et al. 1986). El procedimiento para alcanzar una expresión analítica para el factor de ensanchamiento en este caso primero supone que los fenómenos no lineales no existen, y calcula una solución del problema partiendo de la NLSE así simplificada. Dicha solución intermedia, se toma como punto de partida para resolver el mismo problema considerando ahora que son los efectos dispersivos lo que no están presentes, lo que constituye una suerte de aplicación del SSFM (Split Step Fourier Method, descrito en el Anexo 1) a la totalidad de la longitud del medio pasivo considerado. De este modo se llega a la siguiente expresión para el factor de ensanchamiento del pulso tras su propagación por un medio dispersivo no lineal, K_f

$$K_f = \left(1 - \sqrt{2} \phi_{NL} \frac{z}{L_D} + \left(1 + \frac{4}{3\sqrt{3}} \phi_{NL}^2 \right) \frac{z^2}{L_D^2} \right)^{1/2} \quad (3.21)$$

donde z es la distancia recorrida en el elemento pasivo. A este factor de ensanchamiento se añade el cambio de fase no lineal, ϕ_{NL} , de manera que el pulso tras su propagación, se puede expresar de la siguiente manera,

$$A(T, z) = A(TK_f, 0) \left(\frac{e^{-\alpha_{att} z}}{K_f} \right)^{1/2} e^{i(\phi_m(T, 0) + \phi_{NL}(T, z))} \quad (3.22)$$

Siendo $A(T, 0)$ el perfil del pulso de entrada. Cabe mencionar, que la energía asociada con cada pulso sólo se ve disminuida por la atenuación, de manera que un ensanchamiento del pulso conlleva una disminución correspondiente en su potencia de pico.

3.4.2.2. Medios activos

Siguiendo el objetivo de alcanzar un sistema compacto, se ha preferido el uso de amplificadores ópticos de semiconductor. Para incluir su estudio en esta primera etapa de diseño se considera un modelado analítico tiene en cuenta la influencia de la ganancia del amplificador y su saturación en el perfil del pulso y también, la fase que éste añade al pulso que se propaga de la siguiente forma:

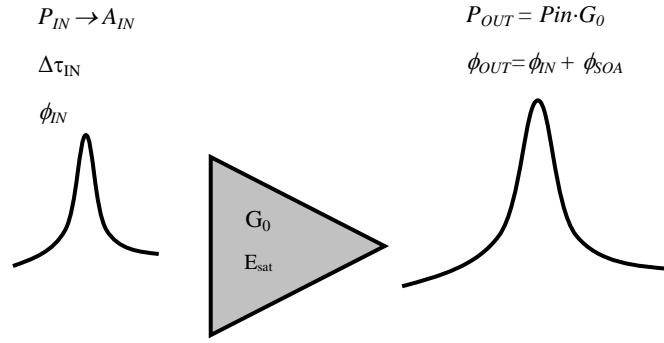


Figura 3.4.3: Modelo simplificado del amplificador SOA

El amplificador queda descrito por su ganancia y su energía de saturación. Los pulsos por su amplitud, ancho y fase inicial. La influencia del amplificador se extrae de (Agrawal et al. 1989):

$$G_0 = e^{h_g}, \quad h_g = -\ln\left(1 - \left(1 - \frac{1}{G_0}\right)e^{-\frac{E_{in} \cdot K_{sat}}{E_{sat}}}\right), \quad \phi_{SOA} = -\frac{\alpha_{hw}}{2} h_g \quad (3.23)$$

donde G_0 es la ganancia en pequeña señal o no saturada del amplificador, h_g es la ganancia integral α_{hw} es el factor alfa o factor de Henry, ϕ_{SOA} es la fase que introduce el amplificador y K_{sat} es una constante que corrige la sobre estimación del nivel de saturación en la que se cae si se considera que el estado de la ganancia en el pico es el que muestra el amplificador cuando toda la energía E_{in} lo ha atravesado. Como el modelo considera el pico del pulso, P_{IN} , el estado de saturación en el pico estará definido por la energía que ya ha entrado en el amplificador. Un estudio comparativo con simulaciones utilizando el modelo completo ha permitido estimar el valor de este parámetro en $K_{sat} = 0.6$, lo que implica que el estado de saturación asignable a una

potencia de pico dada es el que exhibe el amplificador cuando el 60% de la energía del pulso ya lo ha atravesado.

3.4.2.3. Resultados y discusión

A continuación se muestran los resultados obtenidos mediante el modelo analítico al evaluar la viabilidad del uso de varias configuraciones de NOLM como compresores de pulsos de tipo Gain Switching. Para ello hemos considerado que el ancho de los pulsos de entrada varía entre 10ps – 30 ps, que su potencia media puede oscilar entre 0.1mW – 30 mW para una tasa de repetición de 1GHz. Los pulsos considerados son pulsos gaussianos.

El funcionamiento de cada configuración se evaluará mediante mapas contruidos a raíz de identificar los parámetros importantes de cada esquema y aplicar el modelo analítico. Dichos mapas representan la potencia de salida frente a dos de las variables clave, dejando el resto constantes. Entre estos mapas se encuentran lo que muestran la función de transferencia del lazo no lineal, con la representación de la potencia de salida frente a la potencia de entrada, para una configuración dada.

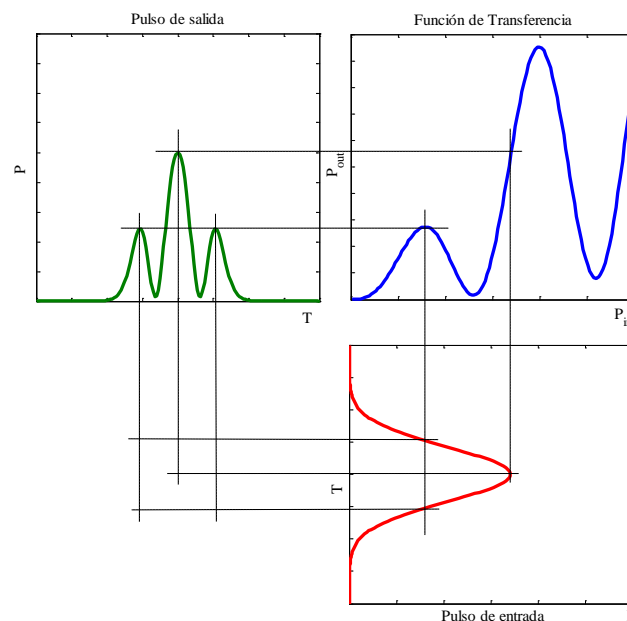


Figura 3.4.4: Ejemplo de función de transferencia. Diagrama explicativo de su uso para predecir el perfil de salida, dado un pulso de entrada

Esta representación permite predecir el perfil del pulso procesado por el lazo conocido el pulso a la entrada. De este tipo de representaciones se deduce que si se

persigue obtener un pulso simple, el pico de potencia del pulso de entrada debe estar a un nivel menor o igual que el primer pico de la función de transferencia. Además, si se persigue obtener la mayor compresión, una mayor pendiente de la función de transferencia en su evolución hacia su primer máximo es también deseable.

3.4.2.3.1. NOLM con acoplador no simétrico

Consideramos en este caso un lazo no lineal formado por una porción de fibra que constituye el lazo y un acoplador óptico que cierra dicho lazo y que transmite la potencia de forma no simétrica, con $\alpha \neq 0.5$. En todos los casos, existe una configuración de referencia, descrita en la Tabla 3.4.1, que detalla el valor que tienen los parámetros que se mantienen constantes.

Fuente GS	$\Delta\tau = 30 \text{ ps}$, $P_{in,media} = 5 \text{ mW}$ ($P_{pico} = 0.17 \text{ W}$ para $f = 1 \text{ GHz}$), $C = 0$ (parámetro del chirp (Agrawal 1991))
Fibra NL-1550-NEG-1	$\gamma = 11 \text{ (W}\cdot\text{Km)}^{-1}$, $L_f = 20 \text{ m}$, $D = -1.5 \text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{Km})$
Acoplador, α	0.6

Tabla 3.4.1: Configuración de referencia para el estudio del lazo con acoplador no simétrico

Para este caso, los parámetros que determinarán el funcionamiento como compresor de la configuración son el factor de acoplo, la longitud del lazo L y la no linealidad de la fibra, γ . Respecto de la entrada consideramos como variable para nuestros estudios la potencia óptica a la entrada, P_{in} , que podrá variar hasta llegar a los 3.3 W, lo que para una fuente como la descrita arriba, equivale a una potencia media de 30 mW, dentro de los valores típicos para el caso de pulsos Gain Switching.

En la Figura 3.4.5 se muestran varios mapas que representan la potencia a la salida del lazo respecto de la variación de dos parámetros que definen la configuración. El mapa representado en Figura 3.4.5.a), representa la potencia a la salida del lazo al variar la potencia de entrada y el factor de acoplo α . El mapa es simétrico respecto del factor de acoplo ideal 0.5 y presentamos la máxima transmisión para valores que se alejan de este centro en la misma proporción, $\alpha = 0.22$ y $\alpha = 0.78$. La máxima transmisión se alcanza para los valores más elevados de la potencia de entrada.

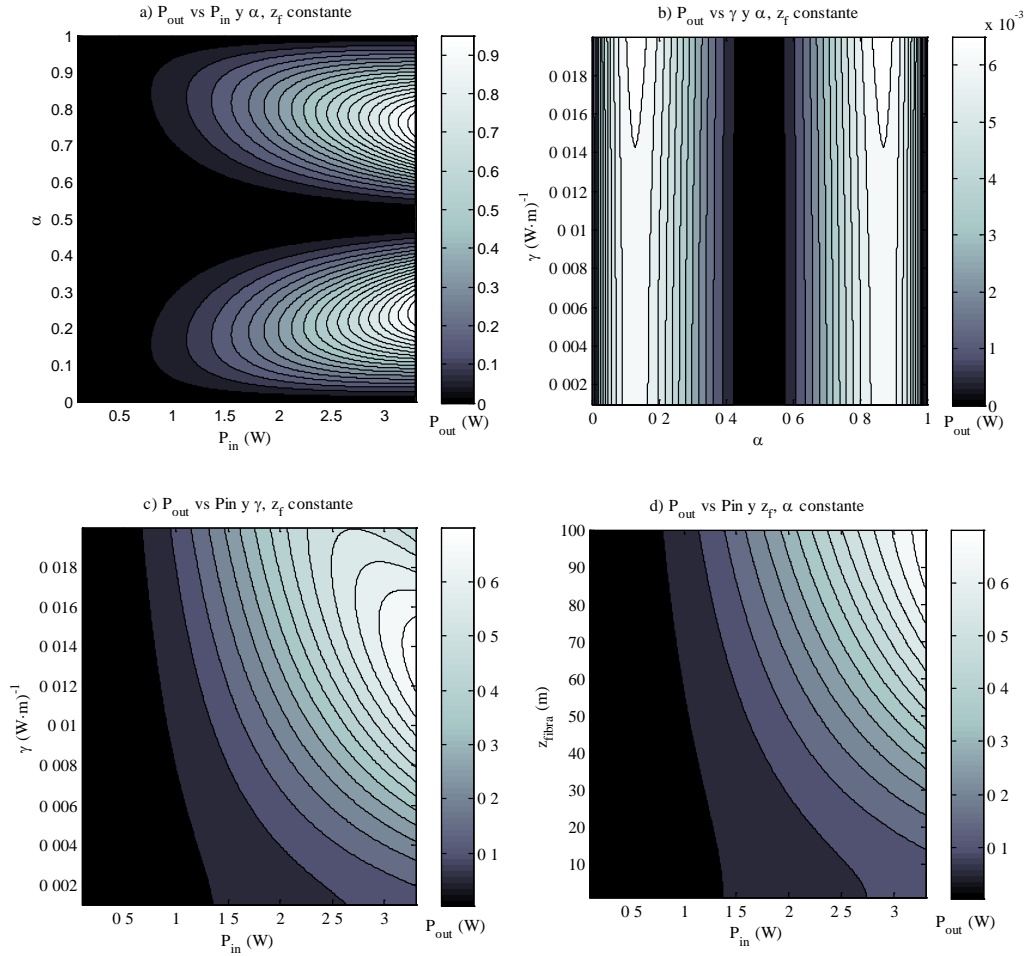


Figura 3.4.5: Mapas del lazo con acoplador asimétrico: a) Factor de acoplo α y la potencia de entrada variables. b) Factor de acoplo α y no linealidad de la fibra γ variables independientes. c) Potencia de entrada y no linealidad de la fibra γ variables independientes. d) Potencia de entrada y la longitud de la fibra variables.

El mapa representado en Figura 3.4.5.b) muestra la influencia de la no linealidad y el factor de acoplo α en la potencia a la salida del lazo. El mapa es también simétrico respecto a $\alpha = 0.5$. La no linealidad influye sólo para los valores más altos ensanchando débilmente la zona en la que la transmisión es más alta y ofreciendo un valor de la potencia a la salida que alcanza $0.7W$ para $\alpha = 0.15$ y $\alpha = 0.85$ y $\gamma = 20$ ($W \cdot Km$) $^{-1}$. En ningún punto se alcanza la transmisión 100%.

Tomando el factor de acoplo constante e igual a 0.7 y la longitud del lazo igual a 100 m, consideramos como variables la potencia de entrada y la no linealidad.

El mapa obtenido se presenta en la Figura 3.4.5.c). Observamos un máximo de transmisión de 0.7W para $\gamma = 0.014 \text{ (W} \cdot \text{Km)}^{-1}$ cuando P_{in} es máxima.

A la vista de estos mapas, se observa que el factor de acoplo es el parámetro que más influye en la transmisión del lazo. La no linealidad de la fibra es un parámetro de menor importancia aunque si se optimiza el factor de acoplo, incrementar la no linealidad ofrece un máximo de transmisión cuando $\gamma = 14 \text{ (W} \cdot \text{Km)}^{-1}$ que decrece si se sobrepasa este valor, siempre que trabajemos a la potencia máxima. Esto nos dice que un aumento más allá de γ no mejora la transmisión. Respecto a la longitud de la fibra, maximizarla mejora también la respuesta, ya que la dispersión tendrá un mayor efecto.

Según lo observado en los mapas, consideramos el lazo de longitud máxima, ya que de otro modo la transmisión del lazo es baja, y un parámetro no lineal $\gamma = 0.011 \text{ (W} \cdot \text{Km)}^{-1}$. La función de transferencia P_{out}/P_{in} y la evolución del factor de compresión se muestran a continuación:

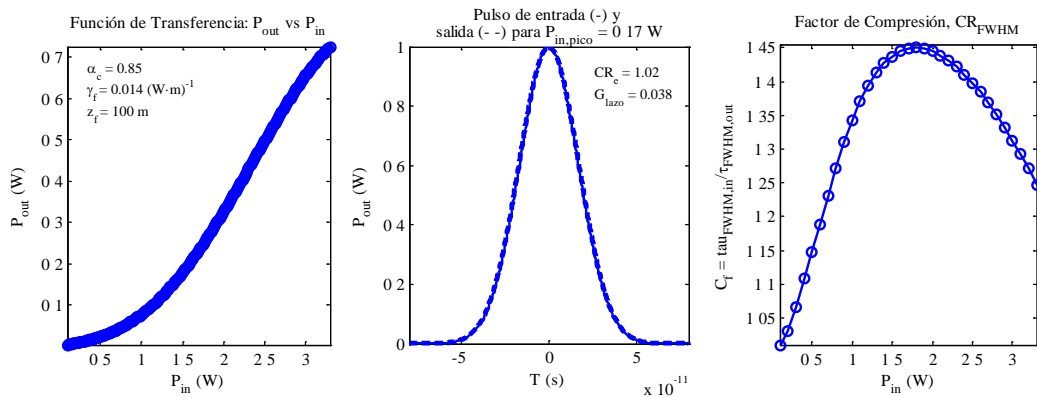


Figura 3.4.6: Función de transferencia, pulso de entrada y salida y evolución del factor de compresión CR_{FWHM} para un lazo de 100 m, $\gamma = 0.011 \text{ (WKm)}^{-1}$

Se observa que el máximo de compresión CR_{FWHM} (que considera el ancho total de los pulsos a media altura *full width half maximum*, FWHM), es máximo para 1.8W de pico a la entrada y alcanza un valor de 1.45.

Para compara los resultados ofrecidos por la diferentes configuraciones, se ha evaluado la salida del lazo para la entrada de referencia descrita en la Tabla 3.4.1, que toma valores típicos Gain Switching. Para una potencia media de 5 mW y a una tasa de repetición de 1GHz, lo que equivale a una potencia de pico de 170 mW, el pulso de entrada y salida comparados aparecen en la Figura 3.4.6(centro), donde la transmisión

relativa a la entrada o ganancia del lazo es $G_{\text{lazo}} = 0.038$ y el factor de compresión es de 1.02. En estas condiciones, la configuración estudiada no permite procesar pulsos Gain Switching de manera directa, ya que no ofrece compresión y la señal a la salida está atenuada.

3.4.2.3.2. NOLM con dispersión y no linealidad asimétricas

Consideramos ahora el lazo formado por fibras que ofrecen diferentes comportamiento dispersivo y no lineal. La configuración de referencia se describe a continuación:

Fuente GS	$\Delta\tau = 30 \text{ ps}$, $P_{\text{in media}} = 5 \text{ mW}$ ($P_{\text{pico}} = 0.17 \text{ W}$ para $f = 1 \text{ GHz}$), $C = 0$
Fibra de referencia: NL-1550-NEG-1	$\gamma = 11 \text{ (W}\cdot\text{Km)}^{-1}$, $L_f = 20 \text{ m}$, $D = -1.5 \text{ ps/(nm}\cdot\text{Km)}$
Acoplador, α	0.5

Tabla 3.4.2: Configuración de referencia

La configuración consta de dos tipos de fibra cuyas características se definen respecto de la fibra de referencia considerando un ratio de dispersión, un ratio de no linealidad y un ratio de longitud. Los valores de referencia para dichos ratios son: $R_{\beta_2} = \beta_{2,f1}/\beta_{2,f2} = 4$; $R_\gamma = \gamma_{f1}/\gamma_{f2} = 4$, $R_Z = z_{f1}/z_{f2} = 4$, $z_{f2} + z_{f2} = 100 \text{ m}$.

En el mapa a), para el que se estudia la influencia de la dispersión y la no-linealidad considerando la entrada de referencia (5mW potencia media, 1GHz de tasa de repetición y 30 ps), se alcanzan siempre valores de potencia a la salida por debajo de los mW. El máximo de transmisión son 0.5 mW para para ratios de dispersión entre 40 y 60 y para ratios de no linealidad muy elevados, $\gamma_1/\gamma_2 = 110$.

Considerando fija la relación de dispersiones y observando la relación de no linealidad (mapa b)), cuando la potencia de entrada aumenta, aparecen valores de transmisión de potencia de hasta 0.9W cuando $\gamma_1/\gamma_2 = 42$.

Si es se toman ratios fijos $\beta_{2,f1}/\beta_{2,f2} = 4$ y $\gamma_{f1}/\gamma_{f2} = 4$, ratios de longitud de fibras $R_Z = z_{f1}/z_{f2} \approx 1$ y por debajo de la unidad ofrecen potencias significativas a la salida, de hasta 0.7W. Esto implica escoger más longitud de la fibra con menor no linealidad y menor dispersión. Este resultado se muestra en el mapa c).

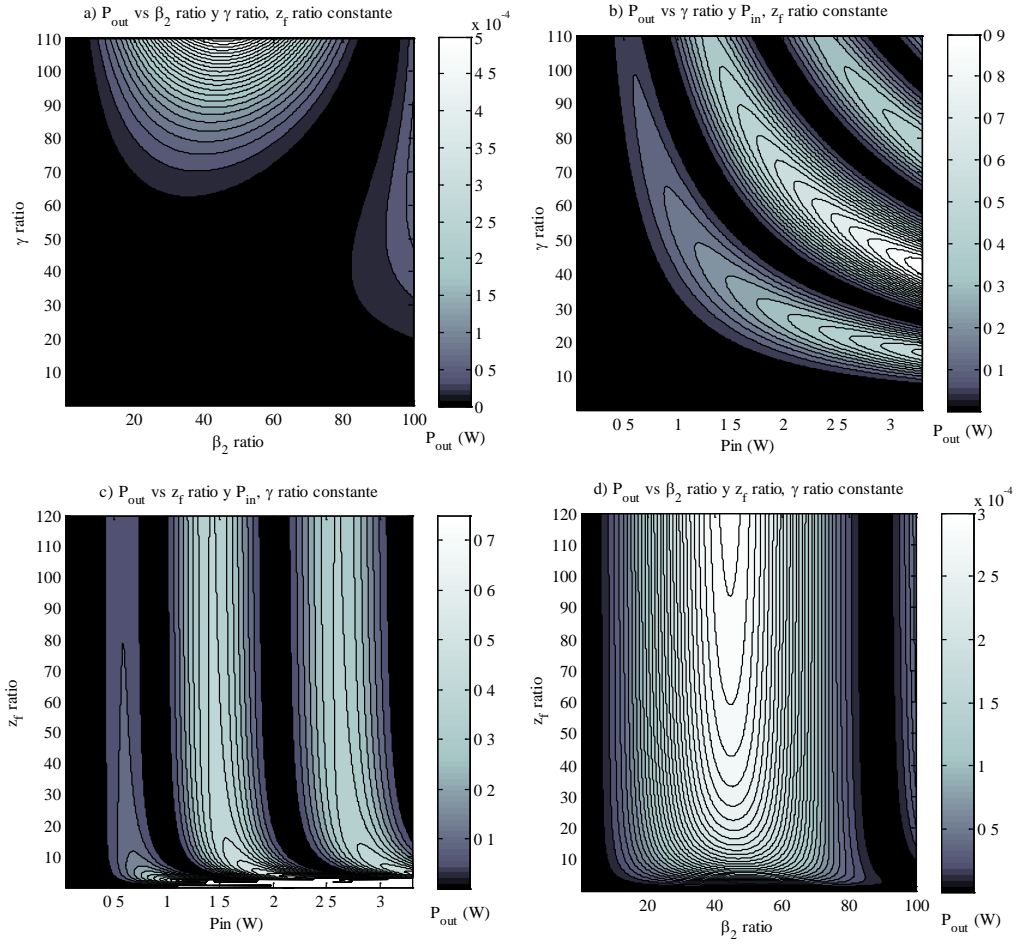


Figura 3.4.7: Mapas del lazo con dispersión asimétrica: a) Ratio de no linealidad y de ratio de dispersión variables; b) Potencia de entrada y el ratio de no linealidad variables; c) Potencia de entrada y ratio de longitudes de fibra variables; d) Ratio de dispersión y ratio de longitudes de fibra variables

Cuando se observa la potencia a la salida al variar la relación entre las dispersiones y la relación entre las longitudes de fibra, la potencia transmitida está en el orden de los 0.1mW en todos los casos.

El detalle de una de la funciones de transferencia para la entrada y configuración del lazo de referencia se muestra en la Figura 3.4.8(izquierda). Observamos que aparecen sucesivos máximos y mínimos. Si se quiere obtener un pulso a la salida que no presente pedestales, la mayor potencia de pico que puede presentar es de 0.6W.

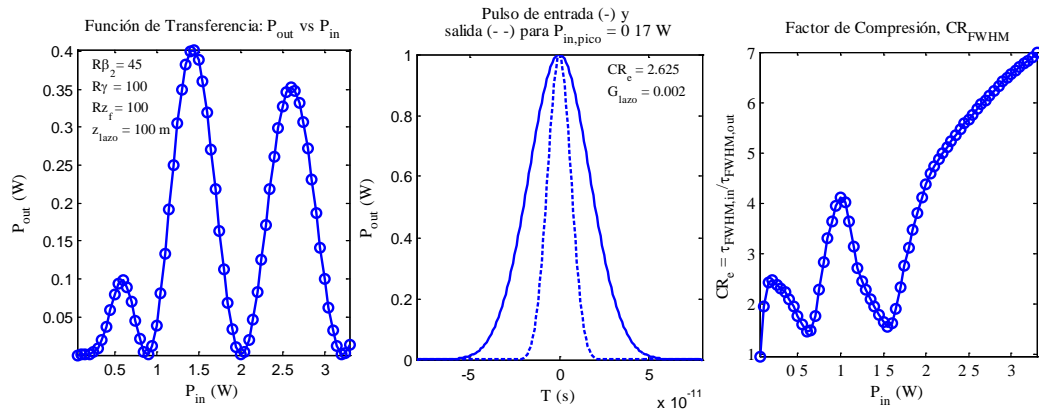


Figura 3.4.8. Función de transferencia, pulso de entrada y salida y factor de compresión

Considerando la entrada GS de referencia, la ganancia del lazo es de 0,002 y la compresión de 2.6, más alta que en el caso anterior. En esta figura también se ofrece la evolución del factor de compresión (derecha). A partir del primer mínimo, que ocurre a 0.6W, los pulsos a la salida ofrecen amplios pedestales aunque el factor de compresión a media altura llegue a 7 para entrada máxima de 3.3W de potencia de pico (30mW de potencia media para los pulsos de referencia).

3.4.2.3.3. NOLM con Amplificador Óptico de Semiconductor

En este caso se estudia la configuración que incluye un amplificador óptico de semiconductor. La configuración de referencia de este estudio de muestra bajo estas líneas:

Fuente GS	$\Delta\tau = 30$ ps, $P_{in,media} = 5$ mW ($P_{pico} = 0.17$ W para $f = 1$ GHz), $C = 0$ (parámetro chirp)
Fibra NL-1550-NEG-1	$\gamma = 11$ (W·Km) $^{-1}$, $L_f = 20$ m, $D = 1.5$ ps/(nm·Km)
Amplificador SOA	$G_0 = 20$ dB, $E_{sat} = 10$ pJ, $\alpha_{iw} = 5$
Acoplador, α	0.5

Tabla 3.4.3: Configuración de referencia

El primer mapa (Figura 3.4.9.a) estudia la influencia del factor alfa α_{iw} en la transmisión del lazo. El factor α_{iw} hasta donde el presente modelo alcanza a considerar no influye en la transmisión del lazo.

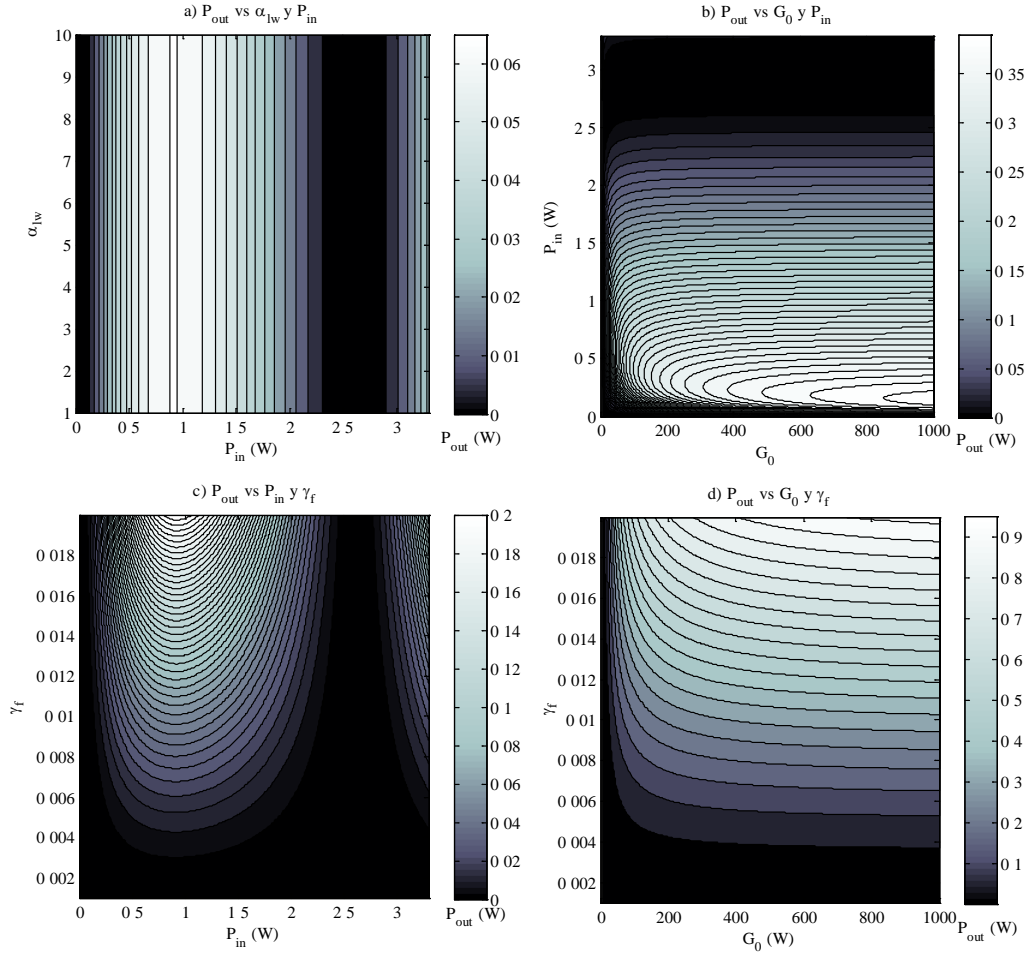


Figura 3.4.9: Mapas de lazo con amplificador SOA: a) Potencia de entrada y factor α_{LW} variable; b) Ganancia G_0 y potencia de entrada variable; c) Potencia de entrada y no linealidad de la fibra variables; d) Ganancia del SOA y no linealidad de la fibra variables

El estudio de la influencia de la ganancia del amplificador en la transmisión del lazo permite observar que a partir de valores de la ganancia mayores de 30 existe una transmisión en el lazo mayor de 100 mW para potencias de entrada inferiores a 2 W que decae al crecer ésta. Los resultados se muestran en la Figura 3.4.9b).

Al evaluar la influencia de la no linealidad de la fibra, se observa que para potencias de entrada de hasta 2 W existe una potencia transmitida por el lazo mayor de 100 mW para valores de el valor máximo del parámetro no lineal considerado en el estudio, $\gamma = 0.02 \text{ (W} \cdot \text{Km)}^{-1}$, como se observa en el mapa c).

Si se estudia la influencia conjunta de esta no linealidad de la fibra y de la ganancia del amplificador SOA, se puede ver, que para la no linealidad más alta

evaluada, permite obtener una potencia de salida que alcanza los 0.6W para ganancias del amplificador por encima de $G_0 = 20$.

Buscando la respuesta del sistema a la entrada de referencia, se encuentra que el amplificador comprime, considerando el ancho FWHM de entrada y salida, con un factor igual 1.5. Si bien, la transmisión es baja y el sistema en este punto ofrece una ganancia en términos de potencias de pico salida entrada de $G_{\text{lazo}} = 0.054$. El resultado se muestra en la Figura 3.4.10(centro), junto con la función de transferencia y la evolución del factor de compresión CR_{FWHM} para la configuración de referencia descrita en la Tabla 3.4.3.

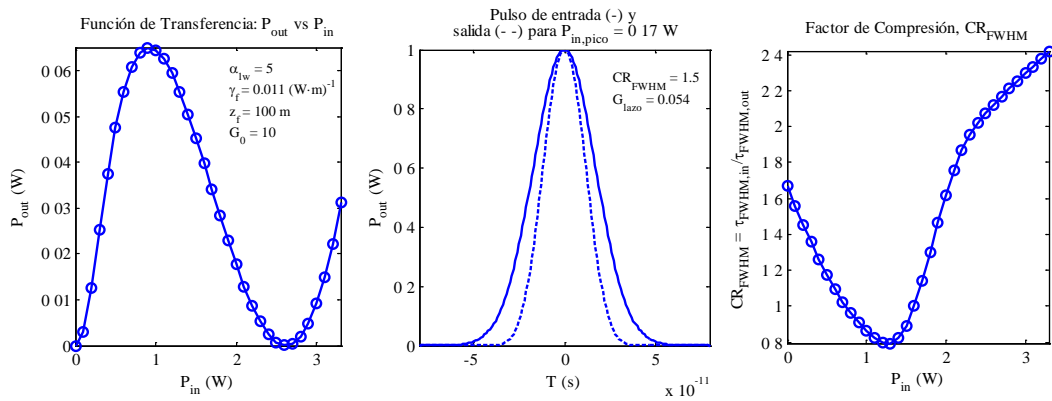


Figura 3.4.10: Función de transferencia, pulso de entrada y salida y factor de compresión CR_{FWHM}

3.4.3. Dispositivo compresor de lazo altamente no lineal (HNOLM) con amplificador Óptico para pulsos Gain Switching

A la vista de los resultados mostrados en el apartado anterior y recordando que la compacidad y el requisito de que el dispositivo compresor pueda procesar los pulsos provenientes de la fuente GS sin acondicionamiento previo, se considera el estudio de la configuración que incluye un amplificador óptico como elemento de mejora de fuentes Gain Switching.

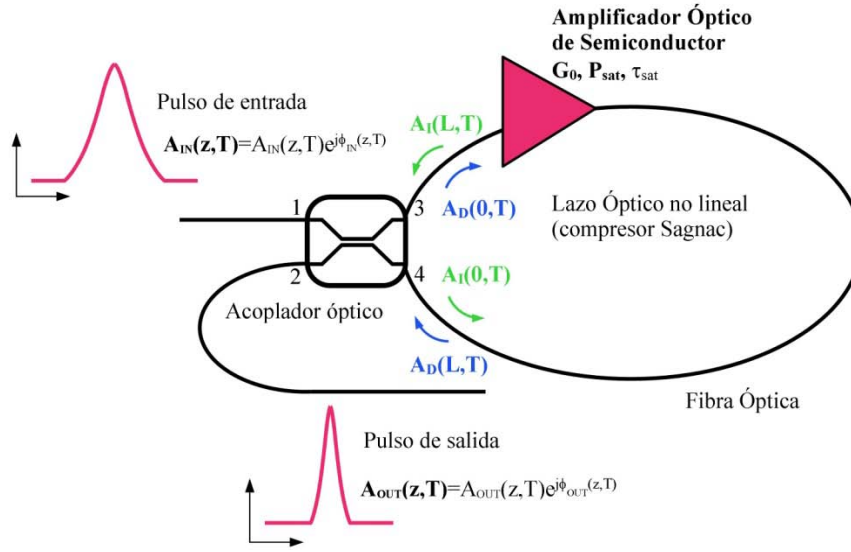


Figura 3.4.11: Lazo no lineal

De entre las configuraciones presentadas, la que incluye el amplificador ofrece compresión en un diseño compacto, ya que incluye un amplificador integrado y 20 m de fibra no lineal. Si bien, para la entrada de referencia, la transmisión obtenida es baja, $G_{\text{lazo}} = 0.054$. La configuración pasiva con dispersión y no linealidad asimétricas ofrece un mayor factor de compresión si se consiguen combinar fibras con relaciones de dispersión $\beta_{2,f1}/\beta_{2,f2} = 45$ y una relación de no-linealidad entre ellas de $\gamma_{f1}/\gamma_{f2} = 100$, para la longitud máxima del lazo contemplada en el estudio, $L_f = 100\text{m}$. En estas condiciones para la entrada de referencia, la compresión alcanza 2.3, y la ganancia o transmisión del lazo es de $G = 0.002$, menor que en el caso del amplificador. La dificultad de conseguir fibras con relaciones de sus parámetros tan dispares y la baja transmisión, hacen también difícil la realización práctica de este esquema. La configuración con acoplado no simétrico, en las condiciones de referencia, no ofrece compresión, aunque permite obtener una transmisión ligeramente más elevada para el lazo de longitud máxima ($L_f = 100\text{m}$).

Por ello, y teniendo en cuenta que el uso de un amplificador SOA ofrece más posibilidades de cara al funcionamiento no lineal del lazo, se escoge esta configuración para realizar el estudio de la mejora de fuentes Gain Switching con el objetivo de comprimir los pulsos que ofrecen mediante un dispositivo compacto, que se aplique de manera directa a la fuente y que permita un procesamiento estable frente a

cambios de la entrada, aunque este último aspecto aún no se ha evaluado y será objeto de los siguientes estudios sobre el lazo no lineal.

A la vista de los resultado, el lazo óptico no lineal planteado incluirá un amplificador óptico de semiconductor y una fibra de no linealidad elevada y baja dispersión. En el Anexo 3 se ofrecen detalles sobre el estado de la técnica en relación a las fibras ópticas no lineales. De entre las fibras ópticas altamente no lineales, la fibra óptica microestructurada ofrece altos valores del parámetro no lineal y sin sufrir penalizaciones en la atenuación óptica. Consideramos por tanto un caso concreto de este tipo de fibras, y se escoge para el futuro estudio y montaje experimental una fibra comercialmente disponibles fabricadas por NKT photonics, cuya referencia es NL-1550-NEG-1. A continuación resumimos sus parámetros más importantes:

<i>Fibra NL-1550-NEG-1</i>	
Material	Si (puro)
Diámetro del cladding	128 \pm 5 μ m
Diámetro del núcleo	2.1 \pm 0.3 μ m
Nonlinear coefficient	11 (WKm) ⁻¹
Apertura numérica @ 1550 nm	0.4 \pm 0.05
Diámetro del modo fundamental	2.8 \pm 0.5 μ m
Dispersión	D = -1.5 ps/(nm·Km)

Tabla 3.4.4: Características de la fibra microestructurada NL-1550-NEG-1

Esta fibra ha sido la tomada como referencia en los estudios teóricos previos cuando no se estaba evaluando el funcionamiento del lazo respecto de la dispersión o la no linealidad de este elemento. La elección de una baja dispersión negativa ha sido motivada por el interés de estudiar un dispositivo cuyas características de compresión fuesen estables respecto a variaciones a la entrada. Si la dispersión fuese positiva, estaríamos régimen anómalo ($D > 0 \rightarrow \beta_2 < 0$). Esto haría posible la propagación de solitones, y si la compresión en el lazo depende de este fenómeno, su funcionamiento es entonces dependiente de las características de los pulsos de entrada, como se comentó en el apartado 3.3.1.

Respecto a la elección del medio activo, el uso de amplificadores ópticos de semiconductor, como ya se ha comentado, permitirá cumplir con el objetivo de compacidad, no sólo por su reducido tamaño, sino porque su naturaleza altamente no

lineal permite introducir cambios de fase de elevada magnitud asociados a pequeñas variaciones de la potencia. Por ello, se plantea escoger un amplificador cuyo comportamiento no lineal sea elevado. La fase introducida por un amplificador, depende de la potencia y puede aproximarse por (Agrawal et al. 1989); (Dutta et al. 2006); (Freude et al. 2010):

$$\phi(t) = \frac{\alpha_{lv} a_0 \tau_c \Gamma}{2\hbar \omega_0 \omega d} P(t) \quad (1.24)$$

La fase que introduce el SOA depende de la potencia, por lo que es, como ya se ha comentado, un fenómeno no lineal que depende de la ganancia diferencial del amplificador, de su factor de confinamiento, del tiempo de vida de portadores y del factor alfa. La elección del amplificador óptico se realizará teniendo estas consideraciones en cuenta para que su efecto no lineal sea más importante. El modelo analítico descrito en 3.4.2.2 simplifica el tratamiento del comportamiento no lineal. Los estudios numéricos sobre el lazo que se presentan en el capítulo 5, consideran en mayor detalle esta cuestión, lo que corregirá las predicciones que ha ofrecido el modelo analítico.

El lazo propuesto utiliza una fibra con características no lineales y un amplificador que se escogerá según su comportamiento no lineal respecto de la fase, dando lugar a una configuración de lazo altamente no lineal o *highly nonlinear optical loop mirror*, HNOLM.

3.5. Conclusiones

En el presente capítulo se han presentado los conceptos que permiten comprender el funcionamiento de los lazos no lineales como compresores de pulsos ópticos y como elementos que permiten mejorar su simetría y eliminar los pedestales. Son por ello candidatos para ser los elementos que permitan mejorar la calidad de los pulsos Gain Switching.

El estudio previo que se ha presentado de los lazos no lineales se orienta por lo tanto a discernir si estos compresores son válidos para trabajar en conjunto con fuentes Gain Switching en un arreglo experimental que evite el uso de etapas

intermedias y que permita construir una fuente conjunta compacta, aprovechando las ventajas que Gain Switching ofrece en términos de coste, eficiencia y compacidad.

Un recorrido por diferentes configuraciones utilizando como vehículo un modelo analítico que trata cada posible elemento del loop como una caja negra descrita por la dispersión, pérdidas, ganancia y fase neta que impone a los pulso que pasan a su través, ha permitido concluir que los lazos basados en un elemento pasivo altamente no lineal y un elemento activo o amplificador colocado de manera asimétrica cumplen con varios de los objetivos, ya que permiten un lazo más compacto y ofrecen transmisión para las energías que consideramos. Si bien, el factor de compresión que ofrecen no es elevado y alcanza un valor del entorno de 1.5 veces. Este resultado será revisado con un estudio de optimización y experimental que se presenta en capítulos subsiguientes, ya que el modelo utilizado para este estudio preliminar no considera la influencia de ciertos fenómenos que pueden ser importantes para entender en más detalle el comportamiento del lazo no lineal con amplificador de semiconductor.

Como resultado del estudio conceptual expuesto en este capítulo se comprueba la viabilidad del uso de dispositivos NOLM para pulsos Gain Switching y se describe el diseño del dispositivo de lazo no lineal en primera aproximación. Éste, será objeto de un estudio de optimización más detallado descrito en el capítulo 5.

En el siguiente capítulo, partiendo del estudio conceptual llevado hasta aquí en relación con las fuentes pulsadas Gain Switching y los dispositivos compresores basados en lazos no lineales, se describe la metodología de estudio del problema a nivel teórico y experimental cuyos resultados se presentan en el capítulo 5.

3.6. Referencias

- Agrawal, G. P. (1991). "Effect of gain dispersion on ultrashort pulse amplification in semiconductor laser amplifiers." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **27**(6): 1843-1849.
- Agrawal, G. P. (2001). "Nonlinear Fiber Optics."
- Agrawal, G. P. (2006). *Group-Velocity Dispersion. Nonlinear Fiber Optics (Fourth Edition)*. San Diego, Academic Press: 51-78.

- Agrawal, G. P. (2006). Optical Solitons. Nonlinear Fiber Optics (Fourth Edition). San Diego, Academic Press: 120-176.
- Agrawal, G. P. (2006). Pulse Propagation in Fibers. Nonlinear Fiber Optics (Fourth Edition). San Diego, Academic Press: 25-50.
- Agrawal, G. P. and N. K. Dutta (1993). Semiconductor Lasers. Boston/Dordrecht/London, Kluwer Academic Publishers/Springer.
- Agrawal, G. P. and N. A. Olsson (1989). "Amplification and compression of weak picosecond optical pulses by using semiconductor-laser amplifiers." *Opt. Lett.* **14**(10): 500-502.
- Agrawal, G. P. and N. A. Olsson (1989). "Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* **25**(11): 2297-2306.
- Betts, R. A., S. J. Frisken, et al. (1991). "All-optical pulse compression using amplifying Sagnac loop." *Electronics Letters* **27**(10): 858-860.
- Cao, W. H. and P. K. A. Wai (2003). "Amplification and compression of ultrashort fundamental solitons in an erbium-doped nonlinear amplifying fiber loop mirror." *Optics Letters* **28**(4): 284-286.
- Chernikov, S. V., E. M. Dianov, et al. (1993). "SOLITON PULSE-COMPRESSION IN DISPERSION-DECREASING FIBER." *Optics Letters* **18**(7): 476-478.
- Chusseau, L. (1994). "PROPAGATION OF SINGLE-MODE 1.5-MU-M GAIN-SWITCHED SEMICONDUCTOR-LASER PULSES IN NORMALLY DISPERSIVE FIBERS." *Ieee Journal of Quantum Electronics* **30**(11): 2711-2720.
- Chusseau, L. and E. Delevaque (1994). "250-Fs Optical Pulse Generation by Simultaneous Soliton Compression and Shaping in a Nonlinear-Optical Loop Mirror Including a Weak Attenuation." *Optics Letters* **19**(10): 734-736.
- Chusseau, L. and E. Delevaque (1996). "Nonlinear optical compression of Er³⁺-fiber amplified 1.5- μ m laser diode pulses." *Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **2**(3): 500-507.
- Doran, N. J., D. S. Forrester, et al. (1989). "EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF ALL-OPTICAL SWITCHING IN FIBER LOOP MIRROR DEVICE." *Electronics Letters* **25**(4): 267-269.
- Doran, N. J. and D. Wood (1988). "Nonlinear-Optical Loop Mirror." *Optics Letters* **13**(1): 56-58.
- Dutta, N. K. and Q. Wang (2006). Semiconductor optical amplifiers. Singapore ; Hackensack, NJ, World Scientific Pub.
- Fermann, M. E., F. Haberl, et al. (1990). "NONLINEAR AMPLIFYING LOOP MIRROR." *Optics Letters* **15**(13): 752-754.
- Freude, W., R. Bonk, et al. (2010). Linear and nonlinear semiconductor optical amplifiers. Transparent Optical Networks (ICTON), 2010 12th International Conference on.
- Khrushchev, I. Y., I. D. Phillips, et al. (1999). "OTDM applications of dispersion-imbalanced fibre loop mirror." *Electronics Letters* **35**(14): 1183-1185.
- Khrushchev, I. Y., I. H. White, et al. (1998). "High-quality laser diode pulse compression in dispersion-imbalanced loop mirror." *Electronics Letters* **34**(10): 1009-1010.
- Lei, D. and et al. (2007). "Effect of gain bandwidth on the amplification of ultrabroad bandwidth pulse in an erbium-doped nonlinear amplifying fibre loop mirror." *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **9**(1): 114.

- Lin, G.-R., Y.-T. Lin, et al. (2007). "Simultaneous pulse amplification and compression in all-fiber-integrated pre-chirped large-mode-area Er-doped fiber amplifier." *Opt. Express* **15**(6): 2993-2999.
- Matsui, Y., M. D. Pelusi, et al. (1999). "Generation of 20-fs optical pulses from a gain-switched laser diode by a four-stage soliton compression technique." *Photonics Technology Letters, IEEE* **11**(10): 1217-1219.
- Mollenauer, L. F., R. H. Stolen, et al. (1980). "EXPERIMENTAL-OBSERVATION OF PICOSECOND PULSE NARROWING AND SOLITONS IN OPTICAL FIBERS." *Physical Review Letters* **45**(13): 1095-1098.
- Mollenauer, L. F., R. H. Stolen, et al. (1983). "EXTREME PICOSECOND PULSE NARROWING BY MEANS OF SOLITON EFFECT IN SINGLE-MODE OPTICAL FIBERS." *Optics Letters* **8**(5): 289-291.
- Occhi, L. (2002). *Semiconductor Optical amplifiers made of Ridge Waveguide Bulk InGaAsP/InP: Experimental Characterization and Numerical Modelling of Gain, Phase, and Noise*. Swiss Federal Institute of Technology. Zurich. **PhD**: 184.
- Ouzounov, D., C. Hensley, et al. (2005). "Soliton pulse compression in photonic band-gap fibers." *Opt. Express* **13**(16): 6153-6159.
- Pelusi, M. D., Y. Matsui, et al. (1999). "Pedestal suppression from compressed femtosecond pulses using a nonlinear fiber loop mirror." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **35**(6): 867-874.
- Potasek, M. J., G. P. Agrawal, et al. (1986). "Analytic and numerical study of pulse broadening in nonlinear dispersive optical fibers." *J. Opt. Soc. Am. B* **3**(2): 205-211.
- Sagnac, G. (1913). "Luminous ether demonstrated by the effect of relative wind of ether in a uniform rotation of an interferometer." *Comptes Rendus Hebdomadaires Des Seances De L Academie Des Sciences* **157**: 708-710.
- Smith, K., N. J. Doran, et al. (1990). "Pulse Shaping, Compression, and Pedestal Suppression Employing a Nonlinear-Optical Loop Mirror." *Optics Letters* **15**(22): 1294-1296.
- Smith, K., E. J. Greer, et al. (1992). "PULSE AMPLIFICATION AND SHAPING USING A NONLINEAR LOOP MIRROR THAT INCORPORATES A SATURABLE GAIN." *Optics Letters* **17**(6): 408-410.
- Steele, A. L. (1993). "Pulse compression by an optical fibre loop mirror constructed from two different fibres." *Electronics Letters* **29**(22): 1972-1974.
- Tamura, K. R. and K. Sato (2002). "50-GHz repetition-rate, 280-fs pulse generation at 100-mW average power from a mode-locked laser diode externally compressed in a pedestal-free pulse compressor." *Optics Letters* **27**(14): 1268-1270.
- Vali, V. and R. W. Shorthill (1976). "Fiber ring interferometer." *Appl. Opt.* **15**(5): 1099-1100.
- Vasil'ev, P. P., I. H. White, et al. (2000). "Fast phenomena in semiconductor lasers." *Reports on Progress in Physics* **63**(12): 1997-2042.
- Vinoj, M. N. and V. C. Kuriakose (2004). "Generation of pedestal-free ultrashort soliton pulses and optimum dispersion profile in real dispersion-decreasing fibre." *Journal of Optics a-Pure and Applied Optics* **6**(1): 63-70.
- Wada, K., S. Takamatsu, et al. (2008). "Pulse-shaping of gain-switched pulse from multimode laser diode using fiber Sagnac interferometer." *Optics Express* **16**(24): 19872-19881.

Wai, P. K. A. and W. H. Cao (2003). "Ultrashort soliton generation through higher-order soliton compression in a nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion-decreasing fiber." *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **20**(6): 1346-1355.

Capítulo 4.

Caracterización y mejora de pulsos ópticos

Gain Switching: Técnicas experimentales y
metodología de estudio

4.1. Introducción

En este capítulo se describe la metodología empleada para estudiar el problema de la generación de pulsos ópticos Gain Switching y su mejora mediante el uso de un compresor de lazo no lineal que sirva de complemento de este tipo de fuentes. Los resultados de estos estudios se mostrarán en el capítulo 5.

En primer lugar, se describe la metodología que se empleará para caracterizar el punto de partida, las fuentes Gain Switching. Una vez hecho esto, se expone cómo se ha planteado el estudio del elemento compresor de lazo no lineal para discernir su idoneidad a la hora de mejorar la calidad de los pulsos obtenidos utilizando estas fuentes. La metodología de estudio en ambos casos incluye trabajos teóricos y experimentales.

Pero antes de los detalles de cada estudio, el capítulo comienza con la descripción del problema que entraña la caracterización de pulsos cortos en el entorno de los picosegundos, a bajas potencias y en la ventana 1550 nm, para ello se presenta una metodología experimental basada en la autocorrelación y el análisis de las trazas obtenidas mediante el algoritmo de información temporal vía intensidad o *temporal information via intensity*, TIVI. Dicho algoritmo permite estudiar las trazas de correlación y sobre él se ha aplicado una mejora ampliando la información sobre la que basa su diagnóstico, al emplear las trazas temporales obtenida mediante técnicas de caracterización directa utilizando detectores optoelectrónicos rápidos.

4.2. Caracterización de pulsos en el entorno de los picosegundos

Un pulso óptico es en esencia un estrecho paquete de energía electromagnética y por lo tanto, puede expresarse en términos de la dependencia espacial y temporal del campo eléctrico del que está formado. En el presente estudio, nuestra atención se

centra en la evolución temporal de dicho pulso, así que asumiremos la aproximación escalar. Considerando también aplicable la aproximación de envolvente de variación lenta, la expresión del campo según su amplitud compleja,

$$E(t) = A(t)e^{-i\phi(t)} = \sqrt{I(t)}e^{-i\phi(t)} \quad (4.1)$$

A la vista de (4.1), caracterizar un pulso óptico implica conocer su intensidad $I(t)$ y su fase $\phi(t)$. La intensidad nos refiere a la envolvente del pulso y por lo tanto, ofrece su perfil temporal. La fase informa de la variación instantánea de la frecuencia a lo largo del pulso. Para ilustrar estos conceptos se muestra en la Figura 4.2.1 la amplitud del campo junto con portadora óptica $E(t)e^{i\omega_0 t}$, la amplitud o envolvente del campo $A(t)$, la intensidad $I(t)$ y el chirp para un pulso ideal con perfil secante hiperbólica,

$$E(t) = \text{sech}\left(\frac{T}{\tau_0}\right)e^{-i\phi(t)}, \quad \phi(t) = \frac{C}{2}\left(\frac{T}{\tau_0}\right)^2 \quad (4.2)$$

siendo C el parámetro de chirp del pulso (Agrawal 2006) y τ_0 el ancho del pulso a media altura o para intensidad $1/e$, que será definido más adelante. Como ya se mencionó, el chirp del pulso nos informa del ritmo de variación de la frecuencia dentro de mismo y se corresponde con,

$$\delta\nu = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial\phi(t)}{\partial t} \quad (4.3)$$

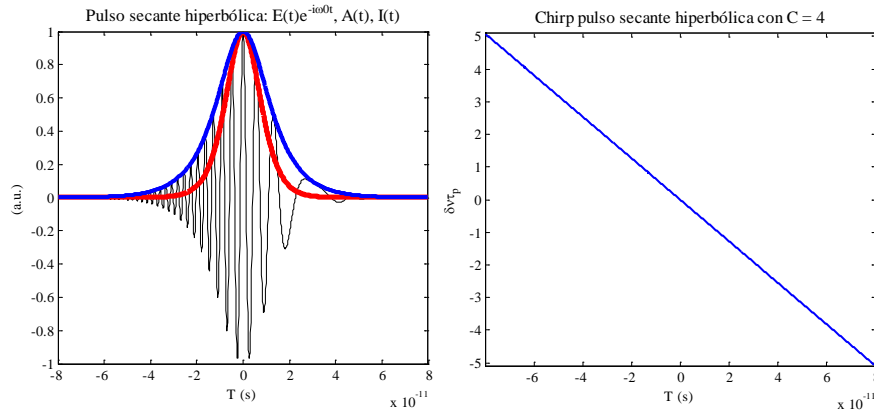


Figura 4.2.1: Pulso teórico secante hiperbólica. Izquierda: (negro) $E(t)e^{-i\omega_0 t}$, (azul) $A(t)$, (rojo) $I(t)$. Derecha: chirp del pulso, $\delta\nu_p$

El caso de un pulso secante hiperbólica es un caso ideal, que muestra un pulso simétrico con un comportamiento lineal del chirp. Sin embargo, los pulsos que nos

encontraremos en la realidad experimental distan mucho del caso mostrado. Debido a la complejidad que estos pulsos pueden llegar a presentar, no es sencillo definir cuál es su ancho temporal ni su ancho espectral, lo que no hace fácil estimar su calidad. A continuación se describen algunas de las métricas empleadas para realizar su estudio.

4.2.1. Ancho de pulso: métricas y perfiles

El ancho de un pulso es difícil de evaluar. Los pulsos ópticos no siempre son simétricos y en muchas ocasiones presentan subestructuras formadas por subpicos o pedestales. Por ello, la definición que inicialmente puede plantearse, la del ancho total a media altura o FWHM no siempre refleja cómo es el pulso que estamos manejando. A continuación se resumen diferentes métricas que pueden utilizarse a la hora de evaluar el ancho de un pulso óptico; en cada ocasión conviene aplicar la más adecuada (Trebino 2002). Sobre la Figura 4.2.2 se detalla cada una de estas métricas.

Ancho total a media altura o full width at half-maximum FWHM: τ_{FWHM}

Es el tiempo que separa a los dos puntos más distantes del pulso cuya intensidad es la mitad de la intensidad de pico. Cuando un pulso presenta pedestales, esta medida no refleja bien su anchura.

Ancho parcial a media altura 1/e o half width 1/e: $\tau_{HW1/e}$

Se define como el ancho temporal desde el pico hasta que la intensidad del pulso decae a 1/e de su máximo. Esta definición aparece porque las formulaciones matemáticas de los perfiles de pulsos simétricos ideales, como pulsos gaussianos o de perfil secante hiperbólica, se escriben de manera más sencilla.

Ancho equivalente: τ_e

Esta definición es la más útil cuando se manejan pulsos complicados y se necesita tener en cuenta la importancia de subpicos y pedestales:

$$\tau_e = \frac{1}{I_{pico}} \int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt \quad (4.4)$$

Ancho eficaz o RMS (root mean square): τ_{rms}

Si recuperamos el principio de incertidumbre descrito en el apartado 3.2.2 en relación al producto tiempo-ancho de banda de una señal periódica temporal, puede ser

conveniente determinar la desviación estándar temporal del pulso o su ancho eficaz o rms (*root mean square*),

$$(\tau_{rms})^2 = \int (t - \langle t \rangle)^2 |A(t)|^2 dt, \quad \langle t \rangle = \int t |A(t)|^2 dt \quad (4.5)$$

En la Figura 4.2.2 se muestra gráficamente sobre un pulso complicado que incluye subestructuras o subpicos, formando pedestales, cuál es el resultado de determinar su ancho considerando cada una de estas métricas.

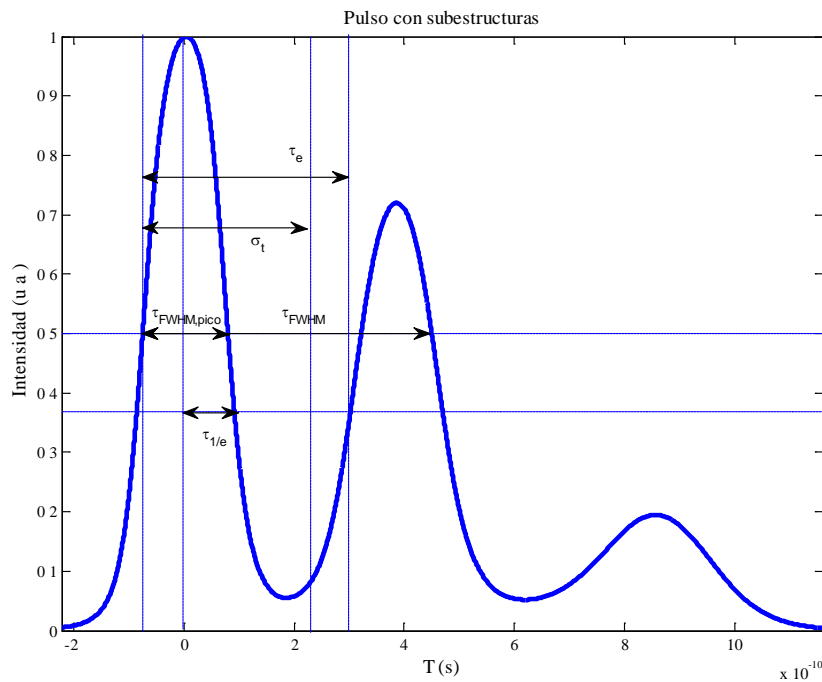


Figura 4.2.2: Pulso con perfil que incluye subpicos lo que le confiere una estructura complicada. Sobre él se muestran las diferentes métricas para evaluar su ancho

El ancho de pulso total a media altura o τ_{FWHM} , según cómo definamos qué es nuestro pulso, puede arrojar valores muy diferentes. Si se pretende dar una visión global de la señal pulsada que permita evaluar su utilidad como señal repetitiva, deberemos referirnos al ancho a media altura de toda la estructura y no sólo al ancho total a media altura del pulso principal, que en la figura se ha denominado $\tau_{FWHM,pico}$. Cuando se considera la evaluación del ancho a media altura o I/e el valor obtenido es muy inferior y como puede verse, no ofrece una visión del ancho del pulso cuando éstos son asimétricos, como ocurre muy frecuentemente en la práctica, y particularmente, con fuentes Gain Switching.

El tiempo o ancho equivalente de todo el conjunto permite ponderar la importancia de los pedestales respecto del pulso principal, ya que promedia respecto de la energía (Trebino 2002).

Para el caso del pulso con subestructuras mostrado en la figura, la siguiente tabla resume los valores calculados:

$\tau_{FWHM} (ps)$	$\tau_{FWHM,pico}$	$\tau_{1/e} (ps)$	$\tau_e (ps)$	$\tau_{rms} (ps)$
530	156	94	352	310

Tabla 4.2.1: Ejemplo de estudio del ancho de un pulso con subestructura

Este ejemplo muestra la discrepancia entre las métricas. Por ello, es conveniente a la hora de estudiar un pulso, evaluar estas cantidades siempre ubicando sus resultados del modo adecuado para comprender la información que ofrecen. En adelante, aunque también se ofrecen resultados respecto del ancho total a media altura, por ser el más utilizado, a nivel de estudio de la calidad de un pulso, se empleará el ancho equivalente.

4.2.2. Ancho espectral: límite fundamental TBP

A la hora de evaluar la calidad de un pulso óptico, es también importante estudiar su perfil espectral, necesario para estudiar su producto tiempo-ancho de banda o *time bandwidth product* TBP. Se trata de una cantidad adimensional que constituye una figura de mérito en el estudio de pulsos.

En este punto, nos interesamos en la información que aporta el TBP sobre la calidad de la señal óptica pulsada bajo estudio. Como ya se comentó, dado un perfil espectral, existe un pulso de ancho mínimo y con la estructura más sencilla que puede describirse con ese contenido espectral. Esto también puede entenderse desde tiempo, ya que dado un perfil temporal, sabemos que existirá un mínimo contenido espectral que permite describirlo. En ese punto, estaríamos en el límite TBP. Pero a la hora de relacionar espectro y traza temporal también está la fase $\phi(\omega)$. Una relación de fase plana, que implicaría que no existen retardos entre las componentes del espectro del pulso, es la condición bajo la cual un pulso ofrece un TBP igual a su límite

fundamental. A partir de ahí, cualquiera de las posibles combinaciones de la fase abre el abanico de pulsos posibles, traducándose esto en pulsos más anchos y con estructuras más complejas.

Para poder extraer información sobre la calidad de un pulso partiendo del TPB, primero es necesario escoger una métrica para calcular los anchos espectral y temporal. Retomando el apartado 2.2.2, si se elige considerar el *ancho rms*, el principio de incertidumbre estipula que independientemente de la forma de la onda

$$TBP_{rms} = \tau_{rms} \omega_{rms} \geq \frac{1}{2} \quad (4.6)$$

Para el resto de casos, es necesario calcular el límite TBP correspondiente, pues este es diferente según el perfil del pulso que consideremos (Sala et al. 1980). Una vez conocido el límite, éste servirá para establecer la comparativa de la calidad de los pulsos. Si se tienen en cuenta que la definición de ancho equivalente:

$$TBP_e = \tau_e \nu_e = \frac{1}{I_{pico}} \int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt \frac{1}{S_{pico}} \int_{-\infty}^{\infty} S(f) df \quad (4.7)$$

Un elevado TBP se corresponde con un pulso más complejo y con más subestructuras, aquejado de *chirp*. El chirp debe entenderse como un síntoma tras el cual existen diferentes causas. Un pulso generalmente no ofrece un TBP en su límite fundamental, sea desde la propia fuente o tras sufrir los efectos de fenómenos dispersivos e interacciones no lineales al propagarse a través de una fibra óptica, un amplificador, un atenuador óptico o tras su evolución en el espacio libre.

4.2.3. Técnicas Experimentales

El estudio de pulsos ópticos ultrarrápidos ha suscitado un enorme interés en los últimos años. La necesidad de pulsos más cortos ha impulsado el estudio de técnicas que permitan evaluar estos fenómenos, pero un evento temporal requiere de otro más rápido para poder llevar a cabo su caracterización (Trebino 2002). Es por ello que la medida de pulsos cortos es campo de estudio en plena evolución, ya que fenómenos más rápidos requerirán de medidas aún más rápidas.

Existen numerosas técnicas al alcance del experimentalista que al enfrentarse a este tipo de problemas debe primero preguntarse cómo son los pulsos que quiere

medir, ya que cada técnica alcanza a caracterizar un rango de pulsos en un abanico de potencias y con diferente complejidad. Por ello es necesario conocer el orden de magnitud del problema al que nos enfrentamos antes de escoger la técnica de medida.

Las técnicas de medida de pulsos cortos disponibles pueden clasificarse en dos grandes grupos: directas e indirectas. Las medidas directas son aquellas que ofrecen como resultado una evaluación que sigue el perfil temporal del pulso en la medida que el sistema pueda responder con suficiente rapidez. Dentro de esta categoría encontramos las medidas efectuadas utilizando fotodetectores o las realizadas utilizando cámaras o tubos streak. Como medidas indirectas consideraremos aquellas que recuperan una traza que encierra la información temporal del pulso que puede extraerse utilizando información adicional y mediante la aplicación de algoritmos de recuperación. Aquí se incluyen las medidas basadas en la autocorrelación.

La medida directa de pulsos ópticos mediante un fotodetector y un osciloscopio rápido es la técnica más accesible, pero presenta limitaciones de cara a los pulsos que puede caracterizar sin error. En la actualidad existen detectores ultrarrápidos y osciloscopios de muestreo con tiempos de respuesta de unos pocos picosegundos. Si bien esto es en condiciones ideales, ya que los medios utilizados para transmitir la señal eléctrica, el disparo adecuado del osciloscopio y su propio jitter interno, así como el jitter de la fuente y el método de sincronismo del detector con el tren de pulsos a medir plantean problemas prácticos que complican la medida de pulsos en ese rango con fiabilidad.

Las cámaras de tubo streak son también un método directo de medida de pulsos ópticos y ofrecen la ventaja de conseguir una resolución temporal que puede alcanzar los 0.2 ps. Siendo así, los pulsos objeto del presente estudio, cuyo ancho está en los pocos picosegundos, pueden ser caracterizados por este método. Si bien, la baja energía de los pulsos GS (decena de pJ), hace difícil obtener medidas en un único barrido. Ello implica realizar una integración que incluya varios pulsos, lo que hace que la medida vaya a estar afectada tanto por el jitter de barrido de la cámara como por el jitter de la propia fuente.

Las técnicas pueden ofrecer información sobre el perfil temporal de la señal utilizando un único pulso. Se basan en utilizar el propio pulso para medirse a sí mismo y obtener su traza de autocorrelación (Sala et al. 1980) mediante un esquema

interferométrico y gracias al doblado de frecuencias en un cristal no lineal. Se entrará más en detalle en el subapartado 4.2.3.2. Esta técnica permite caracterizar pulsos de bajan a los attosegundos (Nabekawa et al. 2008). La información que ofrece permite recuperar el ancho del pulso según su desviación estándar τ_{rms} , sin ambigüedad y sin la necesidad de información adicional o de realizar ningún tipo de asunción sobre el perfil del pulso bajo estudio.

Si se necesita enunciar información en relación a la calidad del pulsos puede hacerse en términos de lo cerca o lejos que su producto TBP está de límite fundamental. Para ello, la caracterización de los pulsos se debe completar mediante el estudio de su perfil espectral.

Pero puede ocurrir que se necesite ampliar el estudio del pulso y conocer de manera detallada la evolución temporal de su fase. En ese caso es necesario complementar la autocorrelación con información adicional. En este sentido, la técnica FROG o *frequency resolved optical gating* (Trebino 2002), permite recuperar tanto el perfil del pulso como la evolución temporal de su fase complementando la autocorrelación con información adicional a nivel espectral y mediante la aplicación de un algoritmo de recuperación. En el ámbito de los pulsos Gain Switching, la aplicación de esta técnica no es inmediata y es aún objeto de estudio (Vu et al. 2008), por lo que los sistemas comerciales no alcanzan a caracterizarlos y se requiere el diseño de un sistema ad-hoc.

Otra técnica que permite caracterizar el perfil y la fase de un pulso óptico es la conocida como SPIDER o *Spectral phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction*. Su base es el estudio espectral del patrón de interferencia del pulso con una réplica de sí mismo desplazada en frecuencia (Shuman et al. 1999). Esta técnica emplea un algoritmo de recuperación más rápido que permite una caracterización casi en tiempo real. Pero para pulsos de picosegundos, requeriría de un elemento altamente dispersivos y de un espectrómetro con una resolución muy elevada, por lo que no suele utilizarse en este entorno.

Técnicas como FROG y SPIDER parten de medidas de la correlación y, utilizando información extraída de caracterizaciones adicionales, aplican algoritmos de recuperación que ofrecen la fase y el perfil del pulso bajo estudio. Si bien, el perfil del pulso puede extraerse aplicando algoritmos de recuperación sobre las trazas de

autocorrelación de segundo armónico. El uso de la técnica *Temporal Information Via Intensity Algorithm TIVI* (Peatross et al. 1998) recupera un perfil de pulso compatible con la traza de autocorrelación medida. Pero este tipo de estudio debe realizarse con sumo cuidado ya que, si no se conoce la simetría del pulso, existen ambigüedades en la información que el algoritmo recupera (Chung et al. 2001), lo que nos lleva a la necesidad de esa caracterización adicional.

Una vez descritas las técnicas disponibles, estamos en posición de detallar cuál será el entorno de medida considerado en nuestro trabajo. El objetivo es realizar el estudio experimental de pulsos cuyas principales características son:

- Ancho de pulso en el entorno de los picosegundos: 1ps – 100ps (Vasil'ev et al. 2000)
- Tasa de repetición en el entorno de los gigahercios: 1GHz – 10GHz
- Bajas energías asociadas a los pulsos: 0.1pJ – 100pJ
- Longitud de onda en la primera y segunda ventana de comunicación, 1330 nm y 1550 nm
- Fuente con elevada inestabilidad o jitter temporal: 0.5ps – 10 ps (Daza et al. 2001)

De las técnicas directas, el uso del detector rápido y un osciloscopio en el rango de anchos de pulso considerado, no permite caracterizar los pulso Gain Switching si su ancho está por debajo del tiempo de respuesta del sistema detector. Además, el jitter de la fuente y del osciloscopio aumentan el tiempo de respuesta efectivo. Las cámaras de tubo streak, al ofrecer baja sensibilidad para el infrarrojo, necesitarían realizar integración en la medida y su precisión se vería afectada por las ya mencionadas inestabilidades temporales de la fuente. Esto nos lleva a acercarnos a las técnicas indirectas.

Antes de continuar, cabe centrar qué tipo de información necesitamos para evaluar la calidad de los pulsos Gain Switching antes y después de su procesamiento para mejorar su calidad. Respecto a su evolución temporal, nos interesa su duración y también su estructura, de modo que su traza temporal es uno de los objetivos en términos de caracterización. Para completar esta información y conocer la calidad del

pulso necesitamos información sobre su fase. Esta puede ser detallada, lo que implicaría conocer la distribución de la fase a lo largo del perfil del pulso, o global, expresada en términos del TBP.

La base para la obtención de toda esta información son las técnicas indirectas y como corazón de todas ellas se encuentra la medida de la traza de autocorrelación de los pulsos. En nuestro caso se ha considerado el uso de la autocorrelación de segundo armónico junto con la recuperación de las trazas temporales mediante el algoritmo de recuperación o *Temporal Information Via Intensity Algorithm TIVI* (Peatross et al. 1998). Como se ha indicado, si no se dispone de información adicional sobre el pulso, existen ambigüedades en la respuesta del algoritmo (Chung et al. 2001). En nuestro caso, esa información adicional se obtiene mediante la medida directa realizada con un fotodetector rápido y un osciloscopio de muestreo.

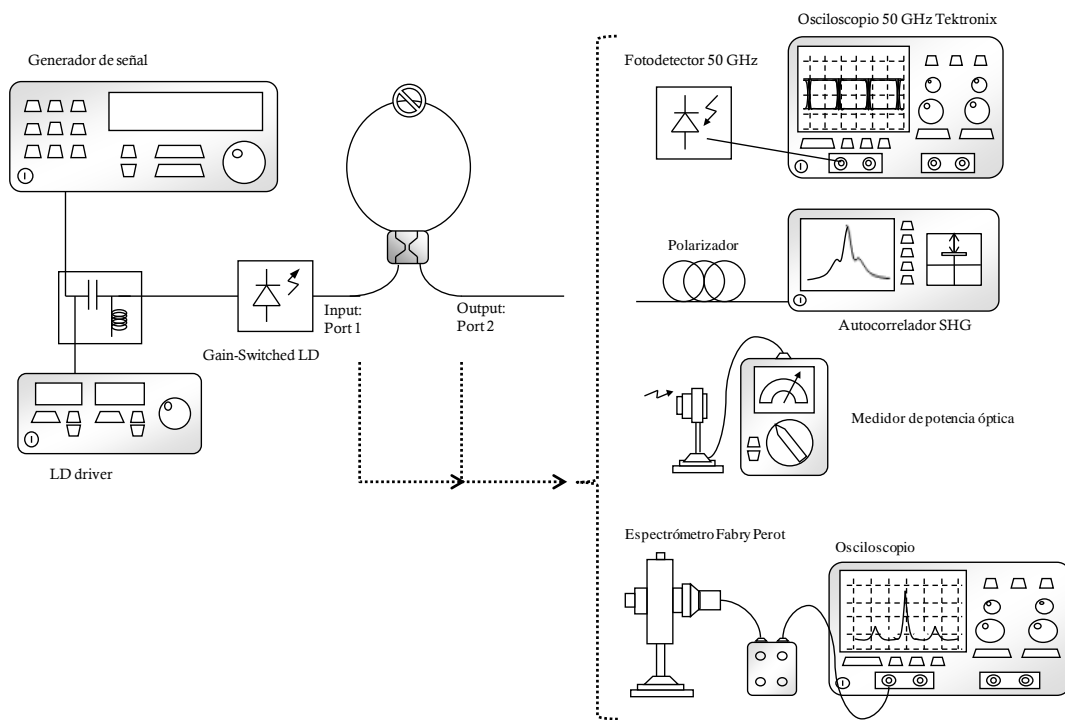


Figura 4.2.3: Caracterización experimental de pulsos cortos

La caracterización de los pulsos se completará mediante el estudio de su perfil espectral utilizando un espectrómetro de cavidad Fabry-Perot que ofrece la resolución adecuada para estudiar los cambios en el espectro de los pulsos debidos a su propagación a través del lazo óptico no lineal. Esta medida permite determinar el TBP

de cada pulso. Ésta será la caracterización que nos informará de manera global sobre el estado de la fase.

El esquema de medida adoptado para resolver el problema al que nos enfrentamos se muestra en la Figura 4.2.3. En el esquema se incluye también el uso de un medidor de potencia óptica, utilizado para evaluar la potencia media a la entrada y salida del lazo.

4.2.3.1. Medidas temporales directas: Detector rápido-osciloscopio

La resolución temporal de esta técnica está determinada por el ancho de banda del detector y el tiempo de subida del osciloscopio. No hay que olvidar la importancia de escoger cables y conectores adecuados al ancho de banda en el que se necesita trabajar.

Para comprender el proceso que sigue la señal óptica $P(t) = |E(t)|^2 = |A(t)e^{-i\phi(t)}|^2$ hasta que es representada en el osciloscopio como una señal de tensión, seguimos su recorrido por los diferentes elementos que se encuentra a su paso y las transformaciones que sufre,

$$v(t) = H_{osc}(t)H_{rf}(t)H_{fd}(t)R_{pd} \parallel R_{osc} \Re_{fd} P(t) \quad (4.8)$$

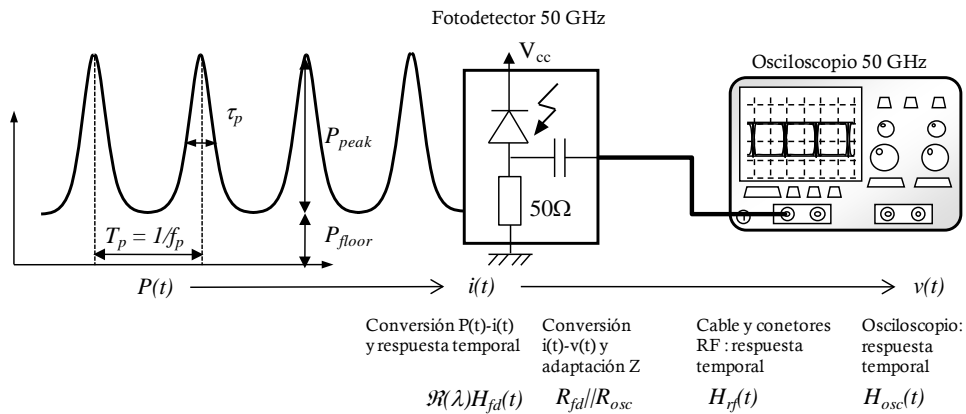


Figura 4.2.4: Esquema de medida empleando la técnica de medida directa mediante fotodetector rápido.

Inicialmente, se produce la transformación optoelectrónica en el fotodetector ultrarrápido. En este paso el detector genera una corriente eléctrica proporcional a $P(t)$ según su responsividad $\Re(\lambda)$ que depende de la longitud de onda y que también está

caracterizado por una respuesta temporal $H_{fd}(t)$ que limita su velocidad de respuesta a variaciones rápidas de la potencia óptica, que definiremos mediante su tiempo de subida entre el 10% y el 90% de la respuesta del sistema a un escalón. Suponiendo que el detector puede ser modelado como un circuito RC, tenemos entonces que $t_r = 0.35/BW$, siendo BW el ancho de banda a 3dB del sistema.

A lo largo del presente trabajo de tesis se ha empleado un fotodetector ultrarrápido con referencia XPDV2120R del fabricante u2t. Este fotodetector presenta un ancho de banda de 50 GHz, lo que se traduce en un tiempo de subida de $t_{r,u2t} = 7$ ps. Ofrece una responsividad máxima $\mathcal{R}_{u2t} = 0.65$ A/W a 1550 nm, y de valor $\mathcal{R}_{nf} = 0.6$ A/W para 1300 nm. El dispositivo ofrece una salida electrónica RF adaptada a 50Ω .

La señal convertida ya en una tensión variable en el tiempo atraviesa a partir de aquí y hasta llegar al osciloscopio, conectores SMA, V y K junto con los consiguientes adaptadores y una sección de cable RF de 1.5 m cuyo tiempo de subida es de $t_{r,rf} = 0.35/BW_{rf} = 0.35/18GHz = 19.4$ ps.

A continuación del detector se conecta un osciloscopio de muestreo con un ancho de banda de 50 GHz, modelo CSA8000A, con un módulo de detección 80E01. El tiempo de subida del conjunto es de $t_{r,osc} = 7$ ps.

El tiempo de respuesta del sistema completo $t_{r,s}$, como consecuencia del teorema del límite central, se corresponde con,

$$t_{r,s}^2 = t_{r,fd}^2 + t_{r,rf}^2 + t_{r,osc}^2 \quad (4.9)$$

Si consideramos que estamos analizando un tren de pulsos con perfil secante hiperbólica, podemos aproximar su ancho al tiempo de subida del pulso y así, estimar el mínimo ancho de pulso sech que puede describirse adecuadamente con este montaje experimental, que alcanza un valor de $\tau_{p,min} \approx t_{r,s} = 22$ ps.

Pero para comprender las limitaciones del sistema directo al caracterizar pulsos en el dominio de los picosegundos, es necesario considerar otros aspectos a parte de los tiempos de respuesta marcados por el ancho de banda disponible. Debemos tener también en cuenta que el osciloscopio, para ofrecer su ancho de banda máximo de 50 GHz, submuestra la señal lo que hace necesario que ésta sea periódica y estable temporalmente. Las fuentes Gain Switching presentan una inestabilidad temporal que podemos cuantificar según su jitter RMS y que puede estar entre los 500

fs y los 10 ps (Daza et al. 2001). Esta inestabilidad afecta a la medida pero a ella hay que sumar la que introduce el sincronismo del osciloscopio para armarse e iniciar la adquisición. Para realizar el disparo del osciloscopio se dividió la señal moduladora aplicada al diodo láser Gain Switching y tras transmitirla por un cable RF de 1m y atenuarla para adecuarla a los niveles que el disparo externo directo del osciloscopio admite, se aplicó a la entrada de trigger directo. Para estas condiciones, el osciloscopio presenta un jitter RMS asociado al disparo de 1.2 ps, lo que también influye en el pulso mínimo que puede caracterizarse.

Debido al amplio número de factores que influyen, se realizó una caracterización experimental del tiempo de subida del conjunto formado por el fotodetector, el osciloscopio rápido y los cables y conectores utilizados. Así, el conjunto ofrece una respuesta temporal descrita por un tiempo de subida de 27 ps. Esta cuantificación no tiene en cuenta el jitter asociado a las fuentes Gain Switching, lo que impondrá una restricción aún mayor cuando se trate su caracterización.

El esquema de medida directa permitirá entonces caracterizar trenes de pulsos cuya duración esté por encima de los tiempos de subida establecidos para cada caso según el detector, aunque las medidas cercanas a este límite se verán afectadas por la influencia de la inestabilidad temporal de la fuente óptica pulsada.

Pero estas medidas tendrán un valor importante a la hora de servir de fuente de información adicional para los algoritmos de recuperación de trazas temporales sobre la traza de autocorrelación, ya que permitirán desambiguar el resultado que estos ofrecen.

4.2.3.2. Medidas indirectas: autocorrelación de segundo armónico

Una de las técnicas más ampliamente utilizadas para caracterizar el ancho de pulsos ultrarrápidos es el estudio de su perfil de intensidad a través de su función de autocorrelación de segundo orden, obtenida a través de generación de segundo armónico en un cristal no lineal. Permite una resolución temporal que baja hasta los pocos femtosegundos (Sala et al. 1980). La técnica se basa en utilizar un pulso para medirse a sí mismo. La Figura 4.2.5 muestra un esquema del un sistema de

autocorrelación. El pulso entra en un interferómetro que permite dividirlo e introducir un retardo sobre uno de los pulsos resultantes. Estos se combinan sobre un elemento no lineal, que en el caso de los trabajos experimentales de esta tesis es un cristal de segundo armónico. En dicho cristal se genera un campo que oscila al doble de la frecuencia que la luz incidente cuya intensidad cumple

$$I_{SHG}(t, \tau) \propto I(t)I(t - \tau) \quad (4.10)$$

siendo τ el retardo introducido por el brazo ~~óptico~~ del interferómetro. Ya que los detectores son demasiado lentos como para resolver temporalmente dicha intensidad, su medida produce una integral temporal que es la autocorrelación del pulso inicial cuya expresión se corresponde con

$$A^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau) dt \quad (1.11)$$

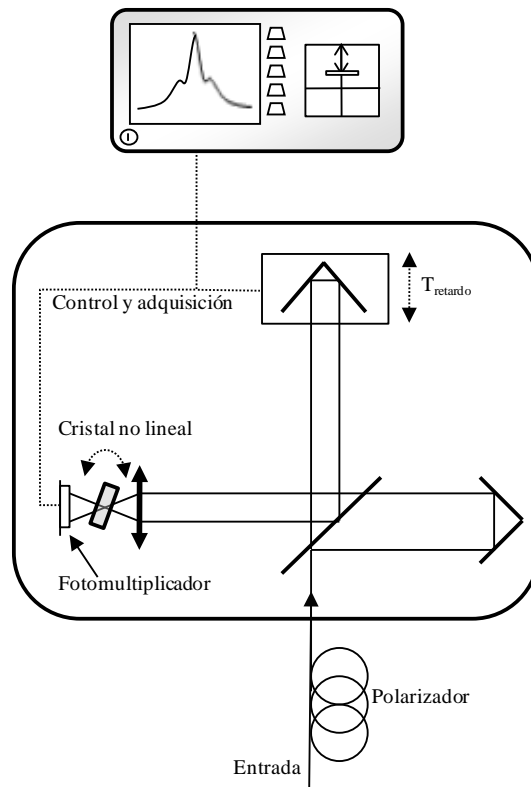


Figura 4.2.5: Esquema de un autocorrelador de segundo armónico

En la Figura 4.2.5 se muestra el esquema de bloques de un autocorrelador de segundo armónico, basado en un interferómetro de tipo Michaelson con un brazo móvil que introduce un τ o T_{delay} que permite desplazar el pulso de ese brazo respecto

del brazo de referencia, para así obtener la traza de autocorrelación sobre el cristal no lineal. La luz generada tras este proceso es recogida y amplificada por un fotomultiplicador. En nuestro caso se ha empleado un autocorrelador fabricado por APE, modelo Pulse-Checker, que incluye un cristal de elevada no linealidad.

La eficiencia con que el proceso de generación de segundo armónico ocurre depende del cristal no lineal utilizado y de la longitud de onda a la que se quiera observar dicho fenómeno. La eficiencia de esta conversión es muy baja, cercana al 2% (Boyd 2008) por lo que la medida de pulsos con energías en el entorno de los pJ es difícil. Para mejorar dicha eficiencia, se requiere un cristal con unas dimensiones mayores, lo que hace más difícil el alineamiento debido a problemas de acoplo de fase sobre él o phase matching para conseguir el doblado de frecuencias. Si éste no se realiza con cuidado para cada medida, las trazas que ofrece el aparato no son simétricas, y por lo tanto, no son válidas como medida.

El uso de este cristal junto con un fotomultiplicador PMT con alta ganancia, eleva la sensibilidad del autocorrelador a $S_{ACF} = 10^{-6} W^2$, según la información facilitada por el fabricante. Esto nos dice que, para que un tren de pulsos pueda ser caracterizado por el autocorrelador debe cumplir con $P_{media} P_{pico} \geq S_{ACF}$. Si, por sencillez, suponemos que los pulsos son rectangulares, podemos relacionar fácilmente la potencia media y potencia de pico a través de la energía asociada a los pulsos, si no hay energía de fondo,

$$E_{pulso} = P_{pico} \tau_p = \frac{P_{media}}{f} \quad (4.12)$$

de este modo, encontramos que para un tren de pulsos cuya tasa de repetición es f con ancho de pulso τ_p , la mínima potencia media asociada para que el autocorrelador pueda caracterizar la señal, se corresponde con:

$$P_{media} P_{pico} = \frac{P_{media}^2}{f \tau_p} \geq S_{ACF} \Rightarrow P_{media} \geq \sqrt{S_{ACF} f \tau_p} \quad (4.13)$$

o, en función de la energía de los pulsos,

$$E_{pulso} \geq \sqrt{S_{ACF} \frac{\tau_p}{f}} \quad (4.14)$$

Para un tren de pulso a 1GHz y de ancho 10ps el sistema permite caracterizarlos si su energía supera los 0.3 pJ, o en términos de potencia media, si ésta es mayor de 316μW. Sin embargo, a la hora de realizar las medidas prácticas, estos límites se elevan un orden de magnitud.

Otro aspecto importante es la necesidad de que la luz incidente en el sistema óptico debe tener polarización horizontal. Para asegurar que esto se cumple, se añadió a la entrada del autocorrelador un polarizador de fibra.

El T_{delay} máximo que puede introducir el brazo móvil del autocorrelador determina el máximo ancho de pulso que puede medirse. Al estar en el rango de los picosegundo, el brazo móvil del autocorrelador debe realizar un desplazamiento amplio, con los consiguientes problemas mecánicos y de posible desalineamiento, por lo que es difícil encontrar autocorreladores que caractericen pulso por encima de las decenas de picosegundos. En el caso del autocorrelador APE-PulseChecker, utilizado en las caracterizaciones llevadas a cabo en esta tesis el límite está en la medida de pulsos de 35ps.

Ello motivó la necesidad de una calibración específica del sistema utilizando pulsos en 1550 nm provenientes de un sistema OPO atenuados y ensanchados utilizando fibra DSF, para reproducir las condiciones experimentales de nuestro problema.

La autocorrelación por sí sola es una medida indirecta, de manera que la información que ofrece sobre el perfil temporal del pulso no es inequívoca (Chung et al. 2001). En nuestro caso, se ha tomado como referencia respecto de la simetría y forma del perfil de cada pulso la correspondiente medida temporal realizada con el detector rápido y el osciloscopio. Dicha medida ha permitido realizar una interpretación directa de los perfiles de autocorrelación y se ha empleado como solución semilla del algoritmo TIVI (Peatross et al. 1998). La aplicación de este algoritmo dentro de la presente tesis se describe detalladamente en la sección 4.3.

4.2.3.3. Medidas espectrales

La caracterización espectral permite evaluar el producto tiempo-ancho de banda o *time bandwidth product TBP*, para así estudiar la calidad de los pulsos. En el presente montaje se utiliza un espectrómetro Fabry-Perot (FP) fabricado por Burleigh, modelo

TL-15, trabajando con un rango espectral libre o *free spectral range FSR* de 1500 GHz o 12 nm. Esta cantidad se refiere al barrido espectral que se realiza al variar la separación entre los espejos del etalón o cavidad FP.

Los interferómetros basados en cavidades Fabry-Perot o etalones están formados por dos espejos de elevada reflectividad R cuyo espectro de transmisión depende de la longitud de onda y presenta picos de alta transmisión correspondientes con las resonancias de la cavidad. Dicha función de transmisión, si las reflectividades de ambos espejos son iguales puede expresarse como:

$$T = \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (4.15)$$

donde δ es la diferencia de fase entre sucesivas reflexiones en la cavidad, $\delta = (2\pi / \lambda) 2nl \cos \theta$, siendo λ la longitud de onda de la luz en el vacío, n el índice de refracción dentro de la cavidad, l su longitud, θ el ángulo con el que la luz se propaga dentro de ella y F el coeficiente de Finesse, determina la resolución de las medidas interferométricas que la cavidad puede ofrecer,

$$F \approx \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (4.16)$$

A la separación entre dos longitudes de onda consecutivas se designa de Free Spectral Range y viene dada por

$$FSR = \frac{\lambda_0^2}{2n \cos \theta} \quad (4.17)$$

En espectrómetros Fabry Perot hay que asegurar que el frente de onda incidente a la cara de entrada sea una onda plana, para lo que θ debe ser igual a cero. El ratio entre el FSR y la anchura de línea (resolución del espectrómetro) de la onda propagante se define como *finesse*

$$\mathcal{F} = \frac{FSR}{\delta\lambda} \quad (4.18)$$

Que se relaciona con el parámetro de finesse F según

$$\mathcal{F} = \frac{\pi}{2 \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{F}}\right)} \quad (4.19)$$

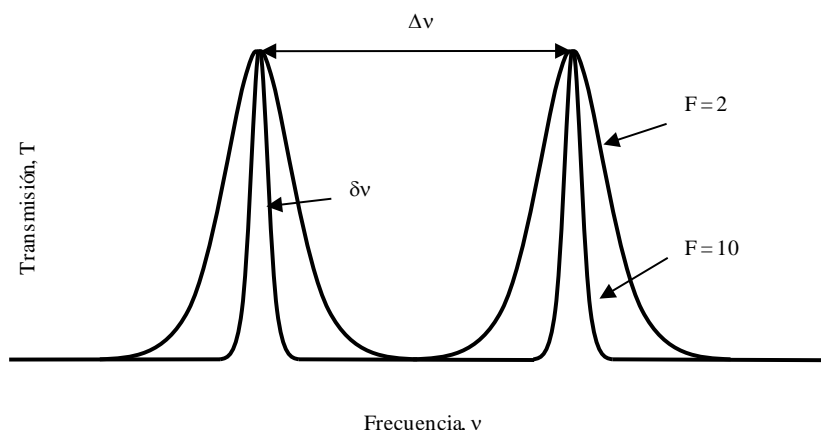


Figura 4.2.6: Ilustración de la medida ofrecida por un interferómetro Fabry-Perot para dos valores del coeficiente de Finesse diferentes, $F = 2$ y $F = 10$.

Como se ilustra en la anterior figura, una mayor Finesse se traduce en una medida con mayor resolución espectral. Para el interferómetro considerado, la *finesse* \mathcal{F} en nuestras condiciones de medida está por encima de 200. Esto permite extraer la resolución espectral con que han sido realizadas las medidas $\delta\lambda = 0.006 \text{ nm}$ o alternativamente, $\delta\nu = 7.5 \text{ GHz}$.

A continuación, se muestra un ejemplo del tipo de trazas que ofrece un espectrómetro FP,

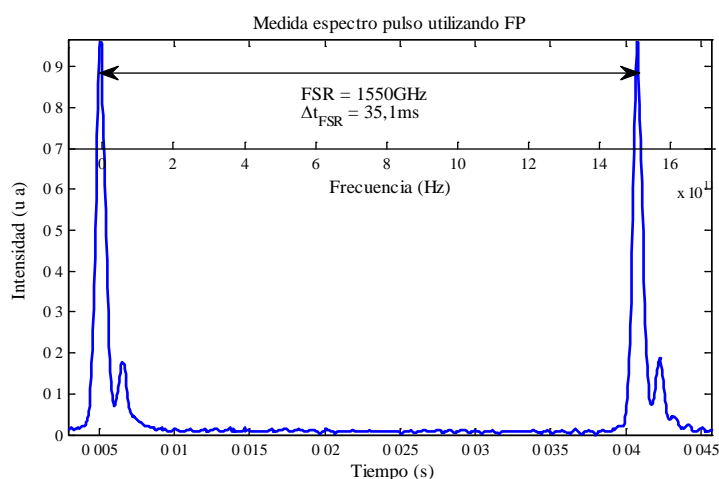


Figura 4.2.7: Medida obtenida mediante espectrómetro FP.

La señal ofrecida por el FP, se recoge mediante un osciloscopio que muestra la evolución de la salida de la cavidad mientras su longitud varía al aplicar una rampa de tensión a un piezoeléctrico que mueve los espejos que la forman. Así, se obtiene una medida temporal en la que pueden observarse dos órdenes de la interferencia dentro de la cavidad. La separación temporal entre ellos se relaciona con un intervalo espectral

que es igual al FSR empleado para realizar la medida. Esto, permite relacionar las escalas temporal y frecuencial y obtener así la medida espectral esperada.

4.3. Análisis de la autocorrelación:

Algoritmo TIVI de reconstrucción

La autocorrelación de la intensidad fue el primer método indirecto empleado para caracterizar la evolución temporal de pulsos ultracorto que viene descrita por (1.11), expresión que se reproduce bajo estas líneas por claridad,

$$A^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt \quad (1.20)$$

donde $A^{(2)}(\tau)$ es la autocorrelación de la intensidad de la señal óptica $I(t)$. Aunque la autocorrelación ofrece información útil sobre la duración de un pulso, no ofrece detalles sobre su perfil temporal. Si se conoce el problema de antemano y se sabe que el pulso se asemeja a algún perfil conocido, se puede extraer su duración temporal (Sala et al. 1980).

Si bien, la mayoría de los pulsos ópticos, y en particular los generados a partir de Gain Switching, no ofrecen un perfil cercano a las trazas ideales, como pulsos gaussianos, secante hiperbólicos o lorentzianos. Como se mostró en el capítulo 2, estos pulsos presentan asimetrías y pueden ir acompañados de pedestales. En este caso se hace necesario un análisis más detallado de las trazas de correlación para conseguir información sobre el pulso. Pero nuestro objetivo no es sólo obtener una estimación de la duración del pulso, sino recuperar su traza temporal. Para ello, se ha aplicado a las trazas de autocorrelación medidas un algoritmo iterativo que permite inferir la evolución temporal del pulso. Dicho algoritmo, aplicado al estudio de pulsos cortos por Peatros y Rundquist (Peatross et al. 1998) se denomina *algoritmo de recuperación de información temporal a través de la intensidad* o *Temporal Information Via Intensity* (TIVI). Para describir el algoritmo, partimos del teorema de Wiener-Khinchin, que relaciona la transformada de Fourier de la autocorrelación de una señal con la transformada de Fourier de su intensidad del campo $I(\omega)$,

$$A^{(2)}(\omega) \equiv F \left\{ A^{(2)}(\tau) \right\} = |I(\omega)|^2 \quad (1.21)$$

La medida de la autocorrelación nos permite conocer $A^{(2)}(\tau)$ y también su transformada de Fourier, de manera que conocemos también la magnitud de la transformada de Fourier de la intensidad del pulso, aunque no su fase en frecuencia. Este desconocimiento implica que existirían infinitas posibilidades y por lo tanto reconstruir el pulso a nivel temporal se antoja una tarea imposible. Sin embargo, el hecho de que la intensidad $I(t)$ es una cantidad real y positiva, reduce esas posibilidades. Aplicando esta cualidad es posible recuperar la información de la intensidad del campo en el dominio del tiempo empleando una técnica iterativa que comienza suponiendo una solución semilla inicial que debe ser real y positiva, $I_{\text{inicial}}(t)$. Calculando su transformada de Fourier y sustituyendo la magnitud de esta por la raíz de la transformada de Fourier de la autocorrelación medida, volvemos al espacio temporal, donde preguntamos a la nueva solución tentativa si cumple con la condición de ser positiva en todos sus puntos. Si no se cumple, se construye una nueva solución de prueba partiendo de la propuesta por el algoritmo tras la anterior iteración igualando a cero las partes de la misma que no cumplieran con el criterio necesario. El algoritmo se repite hasta su convergencia, lo que nos permite alcanzar la traza temporal $I(t)$ del pulso cuya correlación se había medido. En la Figura 4.3.1 se describe el procedimiento iterativo para recuperar dicha traza (Peatross et al. 1998).

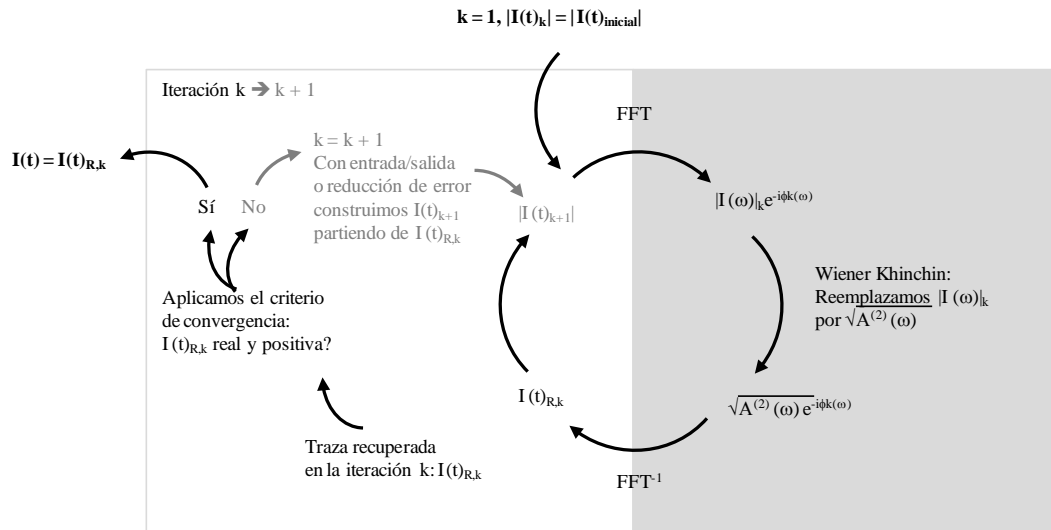


Figura 4.3.1: Algoritmo TIVI con algoritmo de reducción de error

Para mejorar la convergencia del método y hacerla más rápida, tras cada iteración se pueden sustituir los valores de la señal generada que no cumplen con la condición de intensidad positiva por su diferencia con el valor que tomaban en la iteración anterior. Este algoritmo es conocido como el algoritmo de entrada salida y el anterior, sin la mejora de convergencia como el algoritmo de reducción de error y son ampliamente utilizados en otros problemas de recuperación de la fase que se plantean en campos como microscopía electrónica, detección de frentes de onda o astronomía desde que fueran propuestos por Fienup (Fienup 1982).

Si bien, TIVI no es un recupera de manera inequívoca la traza temporal del pulso cuya autocorrelación hemos medido. Existen ambigüedades relacionadas con la simetría del pulso y se ha demostrado que partiendo de una misma traza de autocorrelación es posible encontrar trazas temporales, una simétrica y otra asimétrica que se corresponden con la misma traza de correlación(Chung et al. 2001).

La solución considerada en este trabajo de tesis para minimizar estas ambigüedades y resolver el problema de las trazas simétricas y asimétricas se ha centrado en la elección de la solución inicial o semilla. Utilizando la información adicional sobre el perfil temporal del pulso que nos ofrece la medida directa mediante el sistema detector-osciloscopio rápido. Partiendo de ese perfil y reescalándolo temporalmente a la traza de autocorrelación medida se construye la solución semilla que contiene la información sobre la simetría del pulso.

Como ejemplo del uso del algoritmo TIVI, mostramos a continuación el estudio que se realizó para recuperar la traza temporal de una señal Gain Switching. Se trata de la entrada para las condiciones descritas como GS80, que serán detalladas en el capítulo experimental y cuya autocorrelación se muestra Figura 4.3.2. La traza recuperada tras aplicar el algoritmo TIVI y utilizar como solución semilla o inicial la medida realizada con el sistema de detección directo tras aplicarle el reescalado, se muestra en la Figura 4.3.3, donde también se comparan la autocorrelación experimental con la autocorrelación de la traza temporal obtenida mediante TIVI. Esta comparación permite constatar que coinciden con un error RMS menor del 0.1% (Peatross et al. 1998).

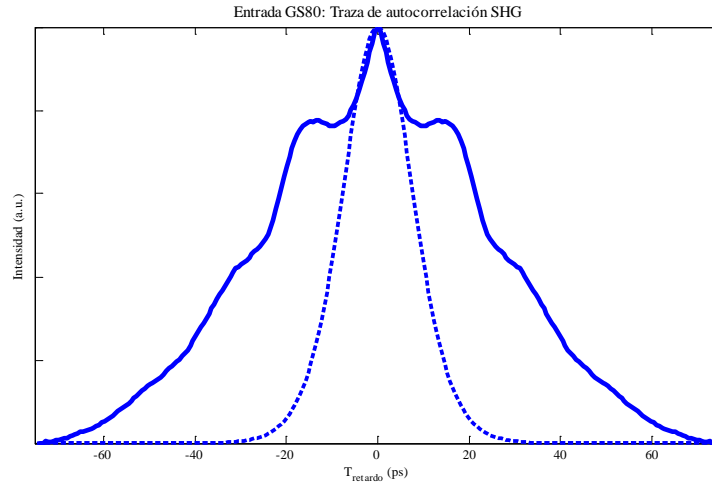


Figura 4.3.2: Taza de autocorrelación para la entrada GS80

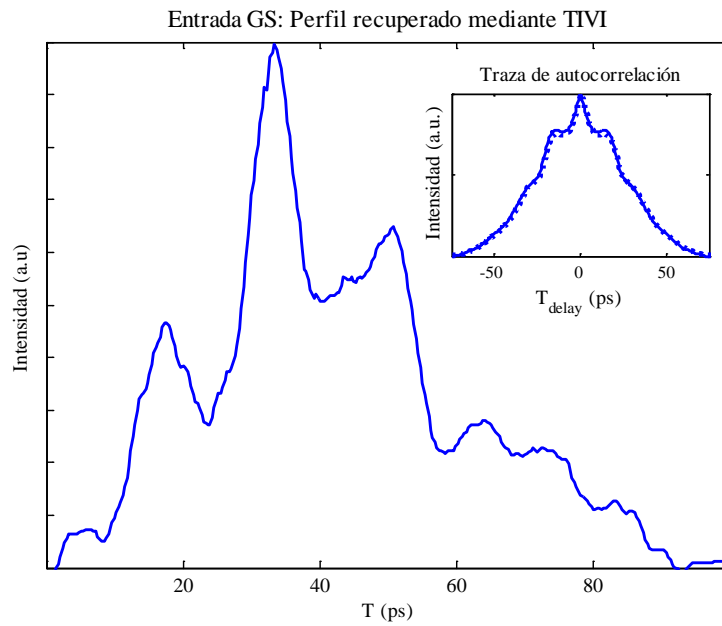


Figura 4.3.3: Taza de correlación recuperada tras la aplicación de TIVI sobre la ACF (arriba a la izquierda, comparada con la autocorrelación de la traza TIVI, en línea discontinua)

Es importante destacar en este punto que la autocorrelación de segundo orden sí ofrece información sobre el ancho del pulso óptico del que proviene sin necesidad de información adicional ni de realizar ningún tipo de asunción sobre el perfil del pulso. Una autocorrelación es una convolución de un pulso consigo mismo, así podemos relacionar el ancho *rms* de la traza de autocorrelación y el de la señal temporal a la que corresponde, ya que:

$$\sigma_{ACT}^2 = 2\sigma_{pulso}^2 \quad (4.22)$$

Esta cualidad servirá además para comprobar que la extracción de trazas temporales mediante la combinación de autocorrelación y TIVI ofrece resultados que concuerdan y también nos permite evaluar la mejora de la calidad de los pulsos globalmente.

4.4. Metodología de Estudio

El objetivo del estudio que se incluye en el presente trabajo de tesis se centra principalmente en la mejora de pulsos Gain Switching con el objetivo de ampliar su horizonte de aplicación. Para ello se plantea recorrer un camino que incluye dos pasos fundamentales. El primero es conocer cómo es la fuente pulsada de la que se parte. El segundo implica diseñar una estrategia de mejora para este tipo de fuentes y detallar hasta dónde se ha llegado en el aumento de su calidad, lo que incluye evaluar bajo qué condiciones dicha mejora existe y cuál es su extensión.

En la línea de responder a dichas preguntas, se plantea un entorno de medida que ya ha sido descrito y una metodología de estudio teórico y experimental que serán anticipada en los siguientes apartados. En primer lugar, describiremos el estudio del punto de partida, las fuentes Gain Switching. Una vez hecho esto, se expone cómo se ha planteado el estudio del elemento compresor de lazo no lineal para discernir su idoneidad a la hora de mejorar la calidad de los pulsos obtenidos utilizando estas fuentes.

4.4.1. Metodología de estudio del régimen Gain Switching

El estudio a conceptual de este tipo de fuentes ya fue introducido en el capítulo 2, donde se realizó una descripción del régimen pulsado Gain Switching. El trabajo que se describe a continuación se plantea comprobar dicha descripción junto con la exploración de los límites entre los que se mueve la calidad de los pulsos que pueden conseguirse. En este sentido se realizarán dos tareas diferenciadas que se describen a continuación, una primera teórica y la segunda experimental.

4.4.1.1. Estudio teórico

El estudio teórico de fuentes Gain Switching contempla los siguientes puntos:

- Exploración teórica de las condiciones que influyen en el régimen pulsado, centrando el estudio en aquellas que se relacionan con la aplicación de la técnica, como son las condiciones de la modulación externa aplicada descrita por la corriente de polarización $I_{b,ld}$, la corriente modulación I_m y su frecuencia, f_m .
- Exploración teórica de los modos de funcionamiento Gain Switching en monopulso y multipulso. Como se ha indicado en el capítulo 2, pueden diferenciarse dos modos de funcionamiento: monopulso, multipulso. Si bien, la práctica totalidad de estudios se han centrado en comprender el funcionamiento monopulso y no en el modo multipulso, que puede ofrecer pulsos más cortos, aunque no aislados.

El estudio desde el punto de vista teórico de las condiciones de funcionamiento de los diodos láser bajo régimen Gain Switching se basa en las ecuaciones de tasa descritas en el apartado 1.2.2. Para realizar la integración se utiliza un método de onda viajera o *travelling wave* que supone el dispositivo dividido en pequeñas secciones. Para cada una se resuelven las ecuaciones y los resultados son utilizados como condiciones iniciales para encontrar las soluciones en el siguiente segmento. Este proceso se repite haciendo un viaje de ida y vuelta por el dispositivo suficientes veces para conseguir una solución estacionaria.

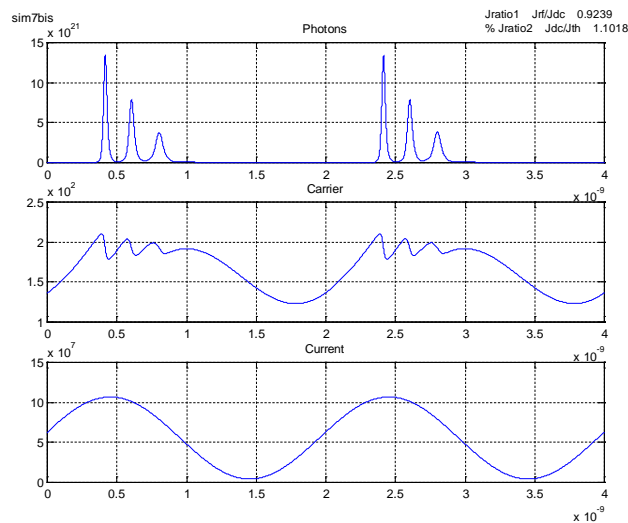


Figura 4.4.1: Ejemplo del estudio teórico del funcionamiento GS: Respuesta multipulso

Sobre estas líneas se muestra un ejemplo de las trazas que el estudio teórico ofrece, donde se detalla la salida óptica en relación con la modulación aplicada y la respuesta de los portadores dentro de la cavidad láser.

4.4.1.2. Estudio experimental

La exploración experimental comprueba a nivel práctico el comportamiento de los diodos láser pulsados bajo régimen GS. Este trabajo incluye dos evaluaciones:

- En el primer estudio se comprobará a nivel práctico la influencia de las condiciones de modulación que definen el punto de trabajo Gain Switching dentro del régimen monopolso. También se exploran las condiciones de trabajo que permiten pasar de este régimen al multipulso y comparar ambos. Para este caso el entorno experimental es el de detección directa descrito en 4.2.3.1 y la fuente pulsada utilizada está basada en un diodo láser Fabry-Perot cuya longitud de onda es 1330 nm. Este estudio permite conocer cómo deben fijarse las condiciones de modulación para optimizar la salida pulsada o escoger el régimen de funcionamiento.
- Para el caso del segundo estudio se considera el entorno de medida completo, que caracteriza los pulsos mediante su autocorrelación y extrae las trazas empleando el método TIVI, con el objetivo de explorar el modo de funcionamiento multipulso extrayendo trazas temporales. La fuente GS utilizada en este punto está basada en un diodo láser monomodo tipo DFB de múltiples pozos cuánticos (MQW) ya que ofrecen una mayor ganancia diferencial y por lo tanto, unos menores anchos de pulso. Esta segunda fuente trabaja a una longitud de onda de 1550 nm.

En la Figura 4.4.2 se muestra a modo de ilustración, alguno de los resultados experimentales obtenidos al estudiar la influencia de la frecuencia de modulación en el ancho de los pulsos. También se comprueba como la frecuencia de modulación puede ser uno de los parámetros de control para pasar del modo monopolso al multipulso.

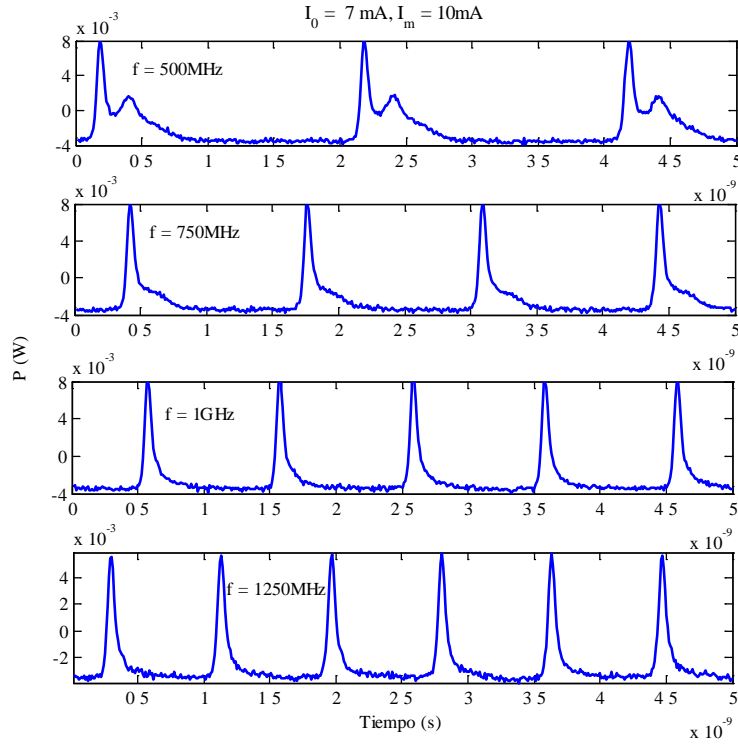


Figura 4.4.2: Trazas GS experimentales variando la frecuencia de la señal moduladora GS.

En el caso de ambas fuentes, los dispositivos láser se encuentran montados sobre una placa microstrip. La polarización y modulación se aplican de forma directa al láser a través de un Bias Tee. El acoplo de potencia óptica para la fase de detección se realiza a través de fibra monomodo y conectores FC.

4.4.2. Metodología de estudio de la compresión mediante lazos no lineales (NOLM)

A continuación se describe la metodología desarrollada para estudiar el compresor de lazo no lineal HNOLM, ya introducido en el capítulo 3. El estudio arranca con una evaluación teórica del lazo no lineal que busca optimizar el diseño previo. Tras ello, se describe el montaje experimental fruto del estudio previo y se detallan los estudios experimentales que se van a realizar, cada uno orientado a responder a determinadas preguntas sobre el funcionamiento del lazo.

4.4.2.1. Estudio teórico de optimización del lazo para fuentes Gain Switching

Con este estudio se avanza en el diseño del compresor mencionado para que se adapte a las peculiaridades de estas fuentes siempre teniendo como objetivos que sea compacto, que ofrezca una respuesta estable y que pueda aplicarse de manera directa al diodo bajo Gain Switching, para reducir al máximo la complejidad de la fuente conjunta resultante. Se plantean también dos tipos de estudio:

- Optimización de la compresión, siguiendo con los objetivos de compacidad y aplicación directa a los pulsos GS. Esto implica tener en cuenta su baja energía y su ancho en el orden de los picosegundos para adaptar el lazo no lineal. En el capítulo conceptual relacionado con compresores, tras un estudio comparativo se concluyó que el dispositivo de lazo no lineal permitiría alcanzar los objetivos que nos planteamos si se utiliza la configuración que incluye un elemento de propagación altamente no lineal y un amplificador óptico de semiconductor. Partiendo de dicha configuración, se optimizará el diseño utilizando modelos detallados de cada elemento del lazo. Se estudiará la configuración para adaptarla a estos pulsos y también se explorará el rango de funcionamiento compresor cuando la entrada óptica varía.
- Estudio de mejora del perfil del régimen multipulso. Dado que el ancho de los pulsos que aparecen bajo este régimen es menor, se explora la posibilidad de trabajar en este entorno aprovechando el compresor de lazo no lineal como elemento reductor de pedestales que permita aislar y comprimir el pulso principal del subtren.

En este caso, para la fibra óptica no lineal se considera la integración de la Ecuación No Lineal de Schrödinger mediante el método de paso dividido o Split Step Fourier method y el amplificador se incluye mediante el modelo promediado integrado considerando un Runge-Kutta de segundo orden. Estos entornos teóricos están descritos en el Anexo 1 y 2 respectivamente.

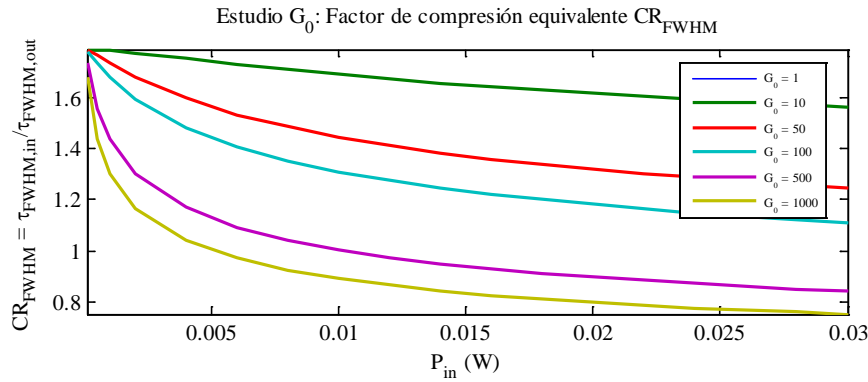


Figura 4.4.3: Evolución del factor de compresión a media altura total, CR_{FWHM} al variar la ganancia del amplificador óptico de semiconductor.

Como ejemplo del tipo de información que este estudio permite extraer se muestra en la Figura 4.4.3 la variación del factor de compresión a media altura para una entrada ideal simétrica (tipo secante hiperbólica) cuando la potencia media de los pulsos de entrada aumenta. Se muestra la evolución del lazo para diferentes valores de la ganancia del amplificador.

4.4.2.2. Estudio experimental

El estudio experimental se basa en un diseño práctico fruto de los estudios numéricos previos. La Figura 4.4.4 muestra de manera esquemática dicho montaje experimental, en el que se incluye la fuente pulsada GS y el lazo no lineal HNOLM:

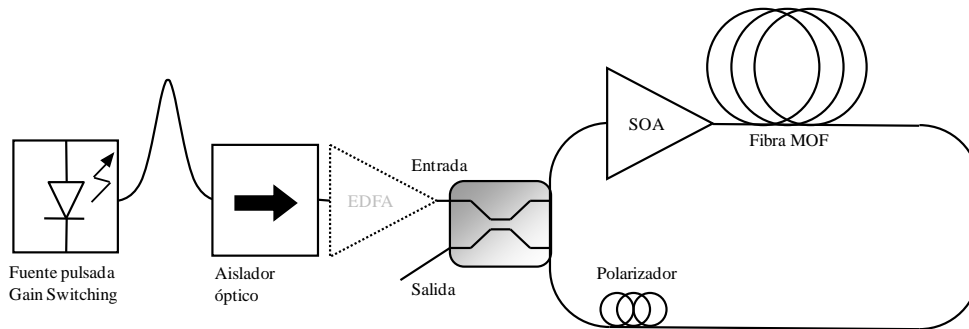


Figura 4.4.4: Montaje experimental del lazo no lineal para compresión de pulsos Gain Switching

El lazo altamente no lineal o *highly nonlinear optical loop mirror HNOLM*, consiste en un acoplador óptico que idealmente ofrece un factor de acoplo con $\alpha = 0.5$ o 50:50. El lazo se completa con 20 m de fibra óptica microestructurada altamente no lineal y el uso de amplificadores ópticos de semiconductor de características diferentes, ya que uno de los objetivos del estudio es evaluar la influencia de este

elemento en el funcionamiento del lazo completo. El montaje cuenta con un polarizador que garantiza el alineamiento del dispositivo para ofrecer una mayor potencia de salida en unas condiciones de trabajo dadas, ya que garantiza que la polarización de ambos pulsos coincide y no influye en su recombinación interferométrica. Los detalles de cada elemento se muestran en el capítulo 5.

Sobre este entorno práctico, se plantean las siguientes medidas y estudios experimentales, que pueden resumirse en tres puntos:

- Validación de la capacidad de manipulación del lazo HNOLM de los pulsos Gain Switching para comprimir su ancho y mejorar su perfil temporal
- Evaluación de las variables internas al lazo que influyen en su funcionamiento y la medida en que éstas lo determinan, con atención al amplificador óptico de semiconductor.
- Evaluación de la estabilidad de su capacidad frente a cambios externos relacionados con la entrada óptica.

Para analizar el lazo a este nivel y encontrar respuesta a las cuestiones abiertas se plantean varias caracterizaciones experimentales que se esquematizan a continuación:

- Montaje experimental de la configuración y caracterización de los pulsos ópticos a la entrada y a la salida para un estado del lazo que será tomado como inicial. En este punto se pretende comprobar que la compresión existe.
- Estudio de evolución del factor de compresión y de la calidad de los pulsos mediante las métricas que se detallarán más adelante para diferentes valores de la potencia de entrada y mismo perfil de pulso, variando factores intrínsecos al lazo:
 - Diferentes puntos de polarización del amplificador
 - Diferentes amplificadores
- Estudio de la evolución del factor de compresión y la calidad del pulso para un estado del dispositivo de referencia variando el tipo de entrada aplicada.

Los resultados de este estudio serán también analizados en el siguiente capítulo en contraste con los resultados de un estudio numérico del lazo para comprender con objeto de clarificar el funcionamiento de este tipo de dispositivos.

Cada una de las caracterizaciones prácticas enumeradas lleva implícita una serie de medidas que deben realizarse para evaluar la calidad de los pulsos antes y después de su paso por el lazo no lineal. Para llevar a cabo todas esas caracterizaciones, se emplea el entorno de medida descrito en el apartado 4.2.3, pensado para adaptarse al rango de potencias, duración y simetría de los pulsos Gain Switching. En la Figura 4.4.5 se ofrece un ejemplo de la traza temporal de un pulso a la salida del lazo, extraída mediante TIVI y de una medida de su autocorrelación.

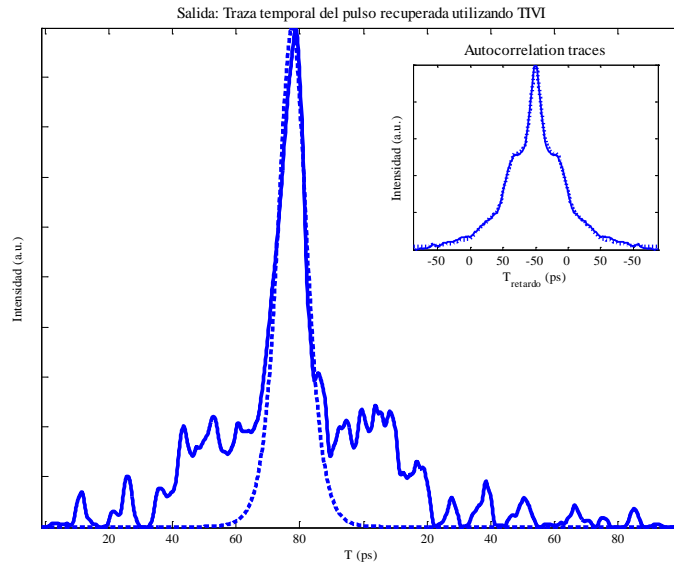


Figura 4.4.5: Perfil del pulso de salida para entrada GS80 y configuración *lazo 1* recuperado mediante TIVI. La línea discontinua es el ajuste del pico central a un perfil sech. Arriba a la derecha se compara la autocorrelación SHG experimental y la autocorrelación de la traza TIVI recuperada.

De estas caracterizaciones se extraerá la siguiente información para evaluar la calidad de los pulsos en cada caso:

- Factor de compresión FWHM, $CR_{FWHM} = \tau_{FWHM,in} / \tau_{FWHM,out}$
- Factor de compresión del pico central aislado, $CR_p = \tau_{p,in} / \tau_{p,out}$
- Factor de compresión equivalente, $CR_e = \tau_{e,in} / \tau_{e,out}$
- Reducción de la altura de los pedestales,

$$RR_{pd} = (P_{pedestal}/P_{pico})_{in} / (P_{pedestal}/P_{pico})_{out}$$
- Ensanchamiento del espectro equivalente, $SR_e = \nu_{e,out} / \nu_{e,in}$

- Cambio en la calidad del pulso según, $RTBP_e = TBP_{e,in}/TBP_{e,out}$
- Ratio de energía asociada a los pedestales, RE_{pd}

Estas cantidades pueden dividirse en dos grupos. Aquellas que indican solamente información relativa a la compresión del pulso en su duración temporal y aquellas que además, aportan información sobre la calidad del pulso. En el segundo grupo está el factor de compresión equivalente CRe , que incluye la importancia de los pedestales que acompañan al pulso, la reducción de la altura de los pedestales RR_{pd} y la disminución de su ancho al 10% CR_{10} . Además, se ofrece la evolución del producto tiempo-ancho de banda equivalente $TBP_e = \tau_e v_e$ del pulso de salida respecto del de entrada como medio de evaluar la mejora de su calidad.

4.5. Conclusiones

El presente capítulo ha explorado la complejidad de la medida de pulsos cortos en el entorno de los picosegundos a bajas potencias. Se ha descrito el método experimental utilizado en la presente tesis para realizar esta caracterización, basado en el análisis de las trazas de autocorrelación mediante un algoritmo de recuperación de información temporal, TIVI, al que se ha aplicado un refinamiento para reducir las incertidumbres que presenta utilizando la información adicional obtenida mediante métodos de detección directos. Tras este análisis se ha hecho patente la complejidad de la caracterización de pulsos en Gain Switching, ya que presentan baja energía y duraciones relativamente altas, lo que complica su caracterización. La medida espectral es también importante en este esquema experimental y gracias a ella se evaluará el producto tiempo-ancho de banda, TBP que permite cuantificar la variación de la calidad de los pulsos incluyendo una estimación global de la variación de su fase.

Tras ello, se han descrito los estudios planteados en la presente tesis para responder al problema de la mejora de los pulsos Gain Switching mediante el uso de un lazo no lineal. Inicialmente se describe el estudio de las fuentes Gain Switching, que se plantea en dos escenarios. Uno teórico y otro experimental. Con el estudio descrito se quieren evaluar las condiciones de funcionamiento pulsado de estas fuentes

y explorar la frontera entre los funcionamientos en modo monopulso y multipulso. Tras ellos se describe la metodología que se seguirá para evaluar la compresión y mejora de calidad que se puede obtener al complementar la fuente GS con el uso de un lazo no lineal diseñado para este tipo de pulsos. Este estudio incluye una parte teórica con un medelado ampliado que mejorará el diseño del lazo y tras él, un estudio experimental que evaluará las condiciones bajo las que existe compresión y mejora del perfil. También, las caracterizaciones experimentales planteadas permitirán evaluar la estabilidad del funcionamiento compresor del lazo no lineal frente a variaciones de las condiciones a la entrada.

4.6. Referencias

- Agrawal, G. P. (2006). *Pulse Propagation in Fibers. Nonlinear Fiber Optics* (Fourth Edition). San Diego, Academic Press: 25-50.
- Boyd, R. W. (2008). *Nonlinear Optics*. New York, Academic Press.
- Chung, J. H. and A. M. Weiner (2001). "Ambiguity of ultrashort pulse shapes retrieved from the intensity autocorrelation and the power spectrum." *Ieee Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **7**(4): 656-666.
- Daza, M. R. H. and C. A. Saloma (2001). "Jitter dynamics of a gain switched semiconductor laser under self-feedback and external optical injection." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **37**(2): 254-264.
- Fienup, J. R. (1982). "Phase retrieval algorithms: a comparison." *Appl. Opt.* **21**(15): 2758-2769.
- Nabekawa, Y. and K. Midorikawa (2008). "Interferometric autocorrelation of an attosecond pulse train calculated using feasible formulae." *New Journal of Physics* **10**(2): 025034.
- Peatross, J. and A. Rundquist (1998). "Temporal decorrelation of short laser pulses." *J. Opt. Soc. Am. B* **15**(1): 216-222.
- Sala, K., G. Kenney-Wallace, et al. (1980). "CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **16**(9): 990-996.
- Shuman, T., I. A. Walmsley, et al. (1999). "Real-time SPIDER: ultrashort pulse characterization at 20 Hz." *Opt. Express* **5**(6): 134-143.
- Trebino, R. (2002). *Frequency-resolved optical gating : the measurement of ultrashort laser pulses*. Boston, Kluwer Academic.
- Vasil'ev, P. P., I. H. White, et al. (2000). "Fast phenomena in semiconductor lasers." *Reports on Progress in Physics* **63**(12): 1997-2042.
- Vu, K. T., A. Malinowski, et al. (2008). "Full Characterization of Low-Power Picosecond Pulses From a Gain-Switched Diode Laser Using Electrooptic Modulation-Based Linear FROG." *Photonics Technology Letters, IEEE* **20**(7): 505-507.

Capítulo 5.

Estudio y mejora de las fuentes Gain-Switching mediante el uso de lazos no lineales

5.1. Introducción

En el presente capítulo se ofrecen los resultados del estudio teórico y experimental realizado sobre las características de las fuentes Gain-Switching y su mejora utilizando un dispositivos de lazo altamente no lineal o HNOLM diseñado expresamente con el objetivo de obtener una fuente global compacta, versátil y estable.

Por un lado, se presentan los estudios teóricos y experimentales encaminados a evaluar los regímenes Gain Switching monopulso y multipulso, para comparar las posibilidades que ofrecen cada uno de estos modos de funcionamiento. Seguidamente se optimiza el diseño del dispositivo compresor y se estudia a nivel conceptual y experimental la funcionalidad que ofrece. Se comprueba que su diseño está adaptado a la mejora de fuentes Gain-Switching y se explora las condiciones bajo las que la calidad de los pulsos iniciales se ve incrementada y la extensión de esta mejora.

5.2. Estudio de las fuentes Gain Switching

A continuación se describen los resultados obtenidos al realizar el estudio de las fuentes Gain Switching. Los resultados comprenden estudios teóricos experimentales.

5.2.1. *Estudio teórico*

En el capítulo conceptual relacionado con Gain Switching se mencionó que un aumento de la relación entre la corriente de modulación inyectada y la corriente umbral disminuye el ancho de pulso y aumenta su potencia de pico. Pero un mayor crecimiento de esta relación lleva al dispositivo a funcionar en modo multipulso, de manera que genera varios pulsos por periodo. Este modo de funcionamiento será también objeto de nuestra atención en la caracterización de estas fuentes.

Para evaluar la generación de los pulsos GS se utiliza el modelo descrito por las ecuaciones de tasa ya presentadas en el apartado 2.2.2. El método utilizado para integrar dichas ecuaciones será el método de onda viajera o *travelling wave* (Wong et al. 2002).

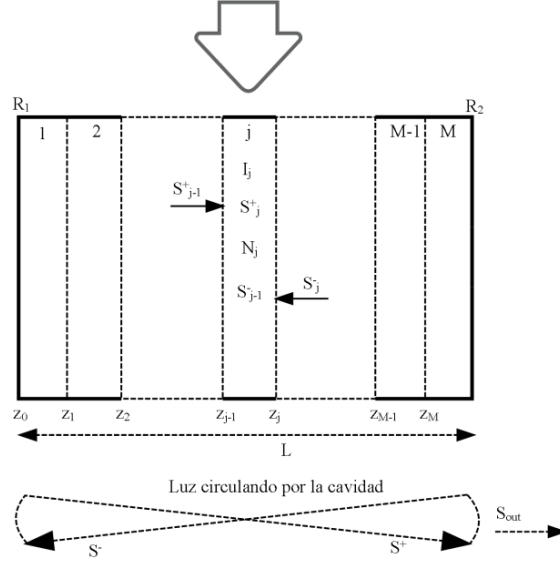


Figura 5.2.1: Travelling wave para integración de las ecuaciones de tasa en un diodo láser

Este método de integración supone el láser dividido en M porciones tal que $\Delta z/\Delta t < v_g$ y separa a los fotones en dos grupos, los que se propagan en dirección positiva $S^+(x,t)$ y los que se propagan en dirección negativa a lo largo de la cavidad, tras reflejarse en los espejos de la misma, $S^-(x,t)$. Ello lleva consigo una reformulación de las ecuaciones que se traduce en las siguientes expresiones:

$$\frac{\partial N(z,t)}{\partial t} = -\Gamma v_g g_0 (N(z,t) - N_0) (S^+(z,t) + S^-(z,t)) + \frac{I}{qV} - \frac{N(z,t)}{\tau_c} \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial S^\pm(z,t)}{\partial t} \pm v_g \frac{\partial S^\pm(z,t)}{\partial x} = \Gamma v_g g_0 (N(z,t) - N_0) S^\pm - \frac{S^\pm(z,t)}{\tau_p} + \frac{\beta_{esp} \Gamma N(z,t)}{2\tau_c} \quad (5.2)$$

La solución debe cumplir las siguientes condiciones de contorno:

$$S^+(0,t) = R_1 S^-(0,t) \quad (5.3)$$

$$S^-(L,t) = R_2 S^+(L,t) \quad (5.4)$$

donde L es la longitud de la cavidad láser. La integración se realiza en dos pasos, uno temporal y otro espacial aplicando un método Runge Kutta de segundo orden. La

ventaja de este método es que permite tener en cuenta la distribución de inyección de corriente o por ejemplo un perfil del índice de refracción variable a lo largo de la cavidad, aunque en nuestro caso estas cantidades se consideran uniformes. Los parámetros de referencia para las simulaciones llevadas a cabo, se muestran a continuación:

Ancho de la zona activa	$w = 1 \text{ } \mu\text{m}$
Perdidas internas totales (m^{-1})	$\alpha_i = 2500 \text{ m}^{-1}$
Índice de refracción de grupo	$n_g = 3.9$
Densidad de portadores en transparencia (m^{-3})	$N_{th} = 1.2 \cdot 10^{24}$
Coefficiente de ganancia óptica (m^2)	$g_0 = 2.5 \cdot 10^{-20}$
Tiempo de vida de portadores (s)	$\tau_c = 1\text{e-}9$
Factor de confinamiento óptico	$\Gamma = 0.34$
Factor de acoplo de la emisión espontánea	$\beta_{sp} = 10^{-4}$
Reflectividades	$R_1 = 1; R_2 = 0.98$

Tabla 5.2.1: Parámetros del láser considerados para la simulación

En la Figura 5.2.2, se muestra, a modo de ejemplo, la traza recuperada tras la simulación del funcionamiento de un láser GS ofreciendo múltiples pulsos por periodo.

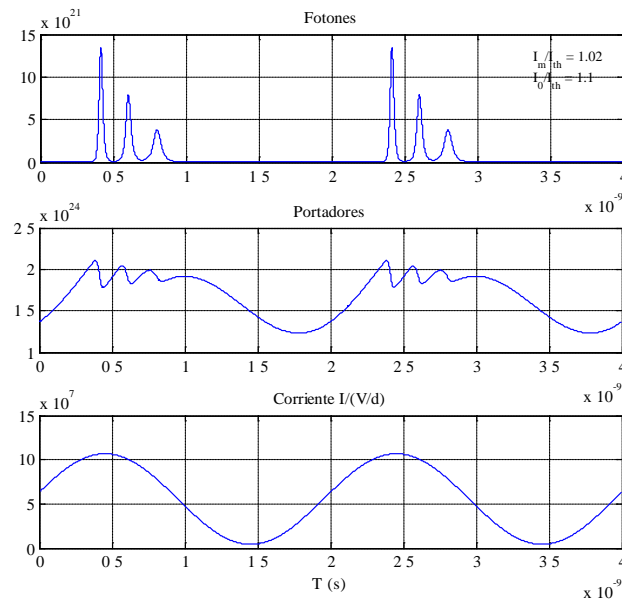


Figura 5.2.2: Régimen multipulso

Los resultados obtenidos al explorar la evolución del ancho de los pulsos Gain Switching al variar la corriente de modulación I_m y la corriente de polarización I_0 en relación a la corriente umbral del dispositivo, I_{th} . También se estudia qué ocurre al variar la frecuencia de modulación del dispositivo.

En el primer caso estudiado, al variar la relación I_m/I_{th} , (Figura 5.2.3) se observa que el ancho de los pulsos decrece drásticamente desde 1 ns hasta los 23 ps. A partir de ahí, se entra en el régimen multipulso y a medida que la relación I_m/I_{th} sigue creciendo, los pulsos disminuyen en ancho hasta alcanzar un valor de 12 ps para el pico central que aparece acompañado de subpicos y pedestales en $I_m/I_{th} = 10$. Para esta simulación se han tomado como parámetros del láser los presentados en la Tabla 5.2.1. Se ha considerado modulación sinusoidal a 1 GHz y con $I_{bias}/I_{th} = 1$.

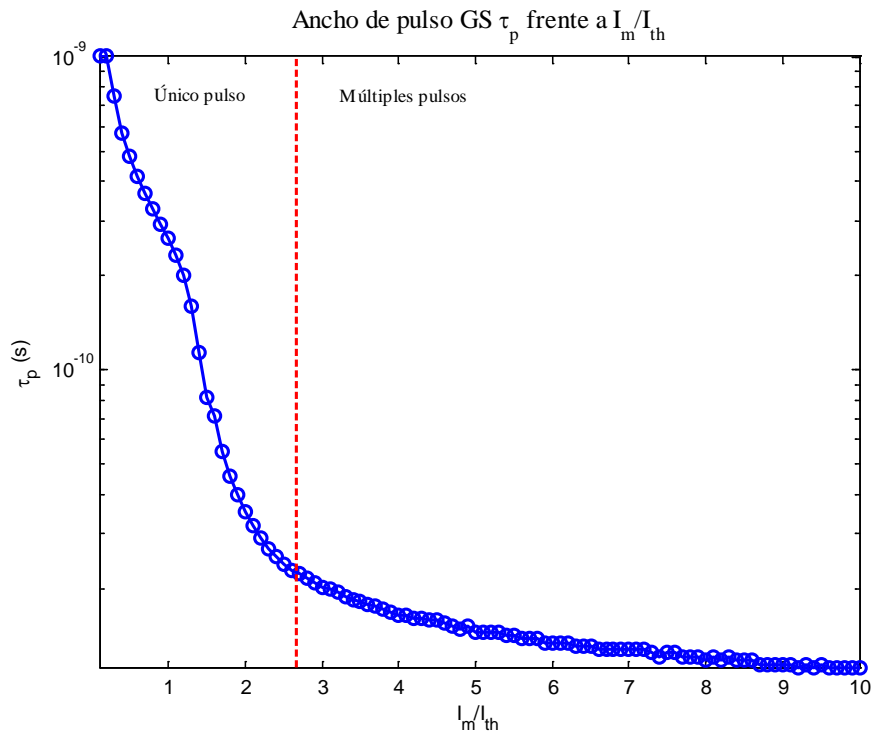


Figura 5.2.3: Variación del ancho de pulso GS frente a I_m/I_{th}

Considerando ahora la variación del ancho de pulso respecto de la corriente de polarización observamos que sólo estamos en régimen de un único pulso cuando la corriente de polarización es menor de 0.7 veces la corriente umbral. Cuando el dispositivo está cerca de estar polarizado en su umbral o por encima del mismo

estamos en régimen multipulso. En este caso se tiene como referencia una modulación con $I_m/I_{th} = 4$ y $f = 1\text{GHz}$.

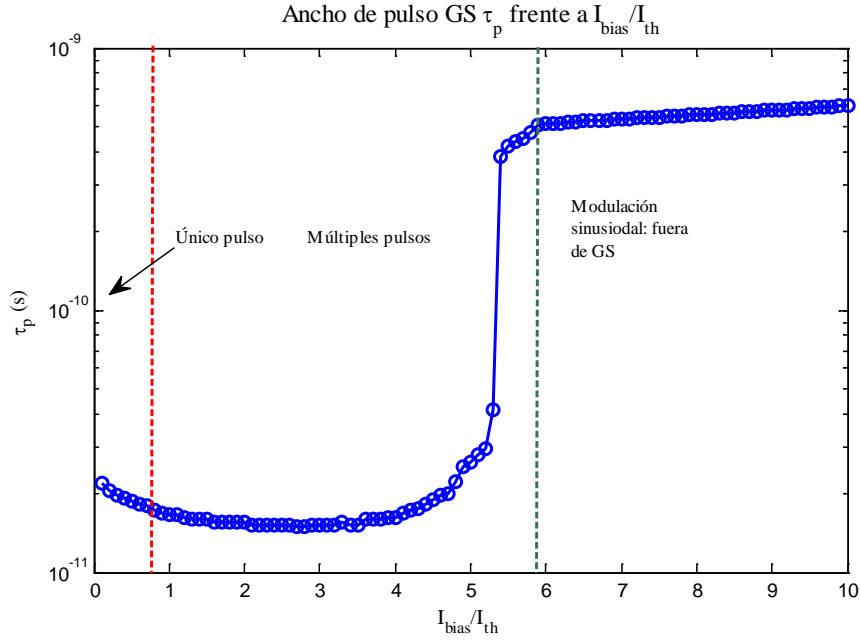


Figura 5.2.4: Variación del ancho de pulso GS frente a I_0/I_{th}

El ancho de pulso se mantiene bajo, y decrece lentamente hasta alcanzar un mínimo para $I_0/I_{th} = 2.8$ donde los pulsos ofrecen un ancho de 14.6 ps. Después, crece hasta alcanzar los 26 ps para $I_0/I_{th} = 5$ y pronto se dispara antes de que el láser salga del régimen GS donde el dispositivo puede estar trabajando ya en régimen lineal es capaz de responder a la señal moduladora sinusoidal.

En la Figura 5.2.5 se puede ver el comportamiento del ancho de los pulsos al variar la frecuencia de modulación. Para frecuencias por debajo de 1.6GHz, aparecen varios pulsos por periodo con un pulso dominante de ancho mínimo 16ps para $f_m = 1\text{GHz}$. Entre 1.6GHz y 2.8GHz, el dispositivo trabaja ofreciendo un pulso por periodo cuyo ancho crece hasta un máximo de 24ps. A partir de este punto, el dispositivo comienza a funcionar en régimen no lineal, apareciendo rutas de periodo doble que distorsionan la señal. Dentro de este régimen, se observa para el ancho de pulso una inicial tendencia decreciente que ofrece pulsos que bajan hasta los 18ps de ancho FWHM, que pronto se convierte en creciente con la frecuencia.

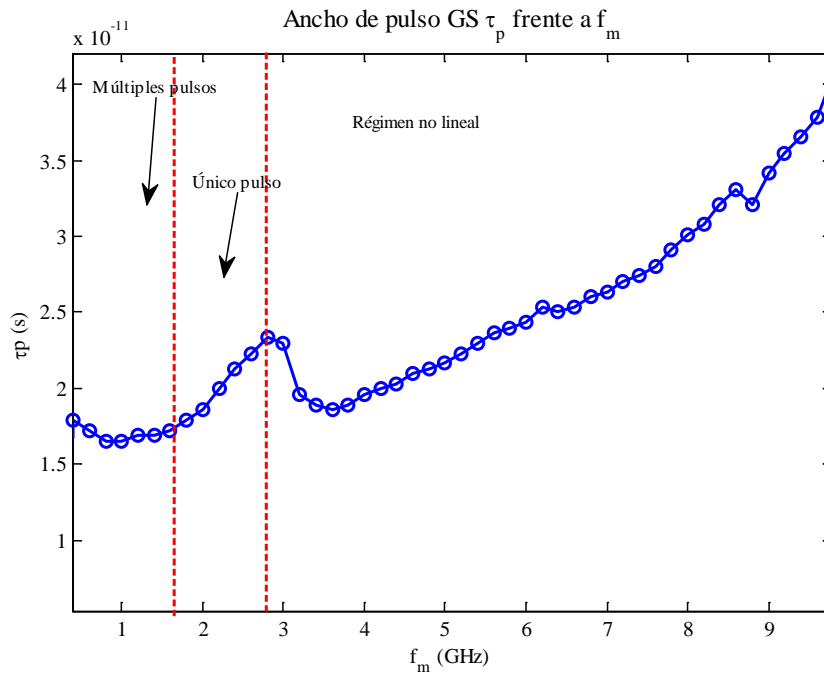


Figura 5.2.5: Variación del ancho de pulso GS frente a f_m

Se comprueba que el trabajo bajo régimen multipulso ofrece picos con un ancho menor, pero la aparición de estos dentro de estructuras complejas hace que su uso en la mayoría de aplicaciones no sea directo, ya que se necesitaría simplificar estos grupos y aislar un único pulso para ofrecer una fuente viable.

5.2.2. Estudio experimental

A continuación se muestran los resultados obtenidos utilizando dos dispositivos láser diferentes y en dos entornos experimentales. El primer estudio explora el comportamiento de diodos láser funcionando en régimen monopolso para evaluar experimentalmente las tendencias planteadas en los apartados teóricos previos. El segundo estudio se centra en observar la características de los pulsos en su límite mínimo estudiando también el modo de funcionamiento multipulso.

5.2.2.1. Estudio régimen monopolso

El montaje experimental utilizado se indica en la Figura 5.2.6. Se ha utilizado un generador de onda continua HP 8371 para la modulación senoidal, y un HP 8133A para la modulación cuadrada. El diodo láser utilizado es un GCA 337C Fabry-Perot.

Estos dispositivos se encuentran montados sobre una placa microstrip. La polarización y modulación se aplican de forma directa al láser a través de un Bias Tee. El acoplo de potencia óptica para la fase de detección se realiza a través de fibra monomodo y conectores FC. El análisis del régimen pulsado se lleva a cabo utilizando un detector ultrarrápido de 50 GHz U2T XPDV2020R con responsividad 0.41 A/W a 1330 nm. La salida eléctrica del detector se estudia utilizando un osciloscopio digital de altas prestaciones (Tektronix CSA 8000).

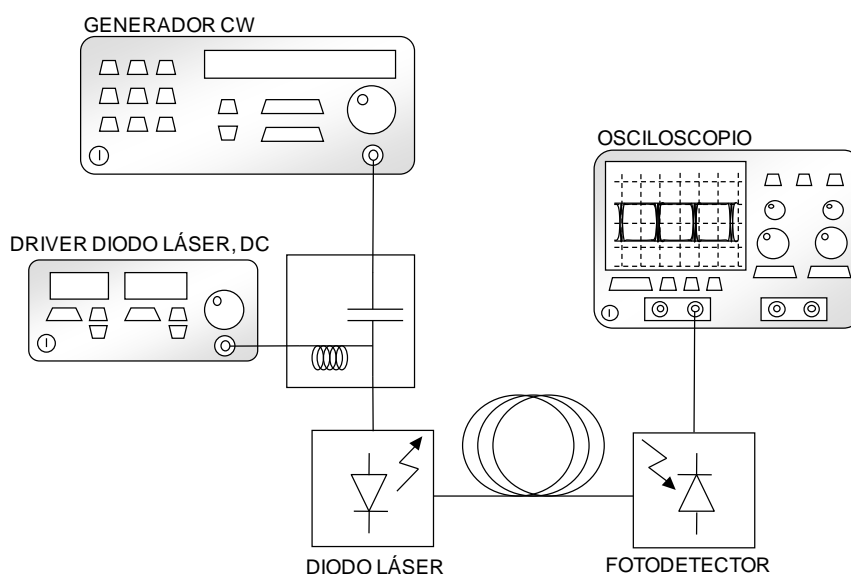


Figura 5.2.6: Montaje experimental

Las características del dispositivo utilizado como fuente luminosa se resumen en la Tabla 5.2.2 y en la Figura 5.2.7, donde se muestran su curva IP y su respuesta en frecuencia para diferentes corrientes de modulación.

$P_{out}@I_b = 15 \text{ mA}$ (mW)	λ (nm)	$\Delta\lambda$	I_{th} (mA)
1	1332	1 nm	6

Tabla 5.2.2: Características láser GCA 337C

La característica IP permite comprobar el umbral y eficiencia del dispositivo. Su característica RF a varias corrientes ofrece información valiosa de cara a la modulación. Nos indica que justo en el umbral el dispositivo presenta sólo un ancho de banda de modulación a 3 dB de 1.5GHz, para crecer hasta 6.8GHz al aumentar la

corriente de polarización a 23 mA. Aparecen absorciones a 400 MHz y a 2.3GHz debidas a problemas con el acoplo de señal RF.

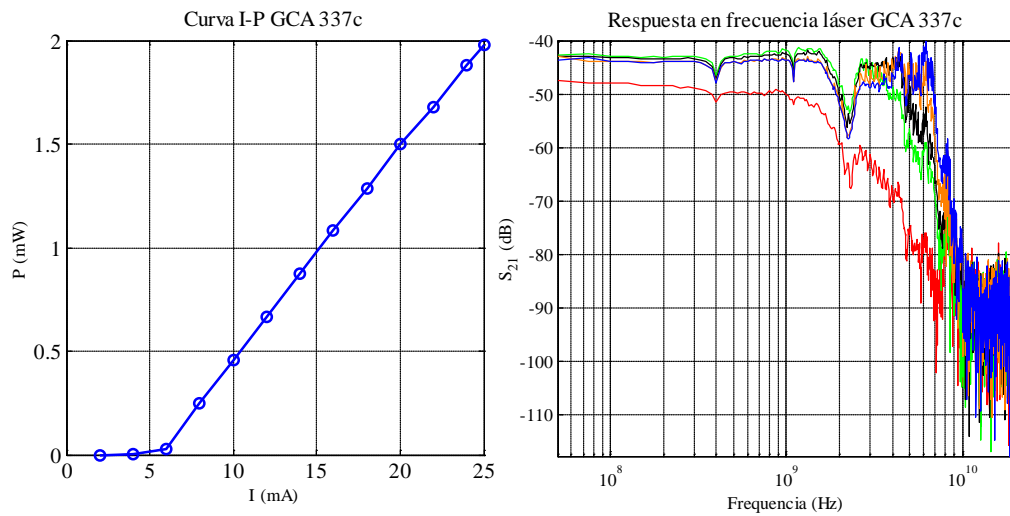


Figura 5.2.7: Curva IP láser GCA 337C y respuesta en frecuencia del diodo láser

En la Tabla 5.2.3 se muestran los resultados obtenidos al modificar f_m, I_m e I_0 en términos de ancho τ_p y estructura del pulso o pulsos obtenidos.

f (GHz)	$IM = I_m/I_0$	I_0/I_{th}	τ (ps)	#pulsos
1GHz	1	0.83	106	1
		1.17	78	1
		1.28	69	1+pedestal
	0.46	1.4	138	1
	1.15		83	1
	1.43		65	1
	1.8		59	1+pedestal
500	1.43	1.4	69	2
750			66	1
1000			62	1
1250			64	1

Tabla 5.2.3: Resumen de resultados de caracterización de régimen Gain Switching

Manteniendo la frecuencia y profundidad de modulación constantes, se observa la influencia de la corriente de polarización aplicada I_0 . Una mayor corriente de polarización permite conseguir pulsos más estrechos. El ancho disminuye pasando de 106ps a 69ps cuando la relación I_0/I_{th} crece, aunque la simetría del pulso empeora y aparecen pedestales.

En la Figura 3.4.1 se muestran los resultados experimentales obtenidos al mantener constante I_0 e I_m y variar f_m . Un aumento de la frecuencia de modulación implica una leve variación en el ancho de los pulsos (69 –62 ps). A frecuencias altas se observa un aumento de dicho ancho. A bajas frecuencias, aparecen picos secundarios. La variación de la duración de los pulsos con la frecuencia no es acusada, siempre que los valores de dicha frecuencia se mantengan dentro del ancho de banda de modulación del dispositivo y fuera de las absorciones de la placa. Esto constituye una ventaja de esta técnica respecto de otras, ya que permite conseguir pulsos estables y de características similares a diferentes frecuencias sin realizar cambios en el montaje experimental.

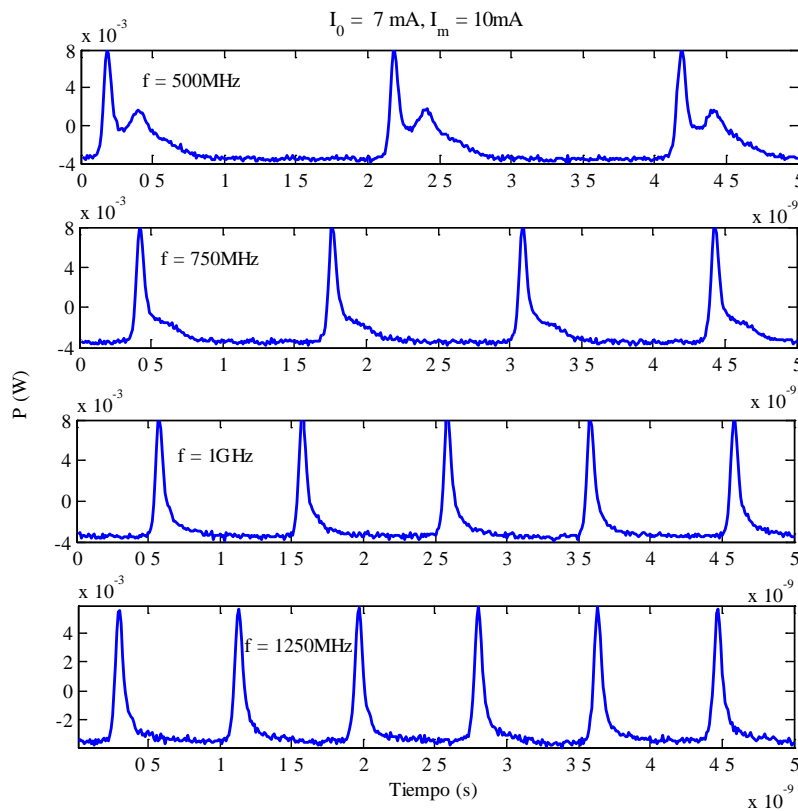


Figura 5.2.8: Evolución del régimen GS al aumentar f_m

La corriente de modulación y su relación con la corriente de polarización constituyen el índice de modulación, $IM = I_m/I_0$. Según los resultados obtenidos, resumidos en la Tabla 5.2.3, un mayor índice de modulación permite conseguir pulsos de menor ancho y mayor potencia. Si bien, esta tendencia viene acompañada de pulsos con mayores asimetrías y pedestales, lo que anticipa el régimen multipulso.

5.2.2.2. Estudio del régimen multipulso

Para ello se escogió un dispositivo láser basado en tecnología de múltiples pozos cuánticos *MQW* que ofreciese una mayor ganancia diferencial y por lo tanto, menores anchos de pulso y mayores potencias de pico. A nivel espectral, el dispositivo elegido fue monomodo DFB o *Distributed Feedback Laser*. Sus características más relevantes se muestran en la siguiente tabla y figura:

$P_{out}@I_b=280mA$ (mW)	λ (nm)	$\Delta\nu$	I_{th} (mA)
45	1553	1 MHz	25

Tabla 5.2.4: Láser QPhotonics QDFBLD-1550-50

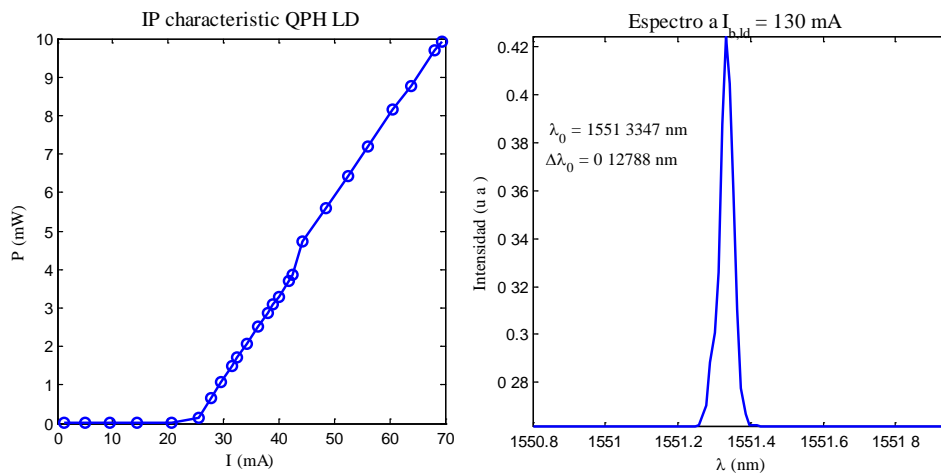


Figura 5.2.9: Curva IP láser QPhotonics QDFBLD-1550-50 y espectro óptico

Las medidas de la traza temporal fueron obtenidas mediante autocorrelación de segundo armónico y la traza temporal fue recuperada mediante el algoritmo TIVI. Los detalles sobre la técnica de medida se ofrecieron en el capítulo 4.

5.2.2.2.1. Pulsos GS40: Gain Switching $I_0 = 40$ mA

Consideramos en este punto la señal Gain Switching obtenida al polarizar el dispositivo DFB-QPH1550 a $I_{0,ld} = 40$ mA y modularlo con una señal sinusoidal a 20 dBm y 950 GHz. Su perfil temporal y espectral son los siguientes:

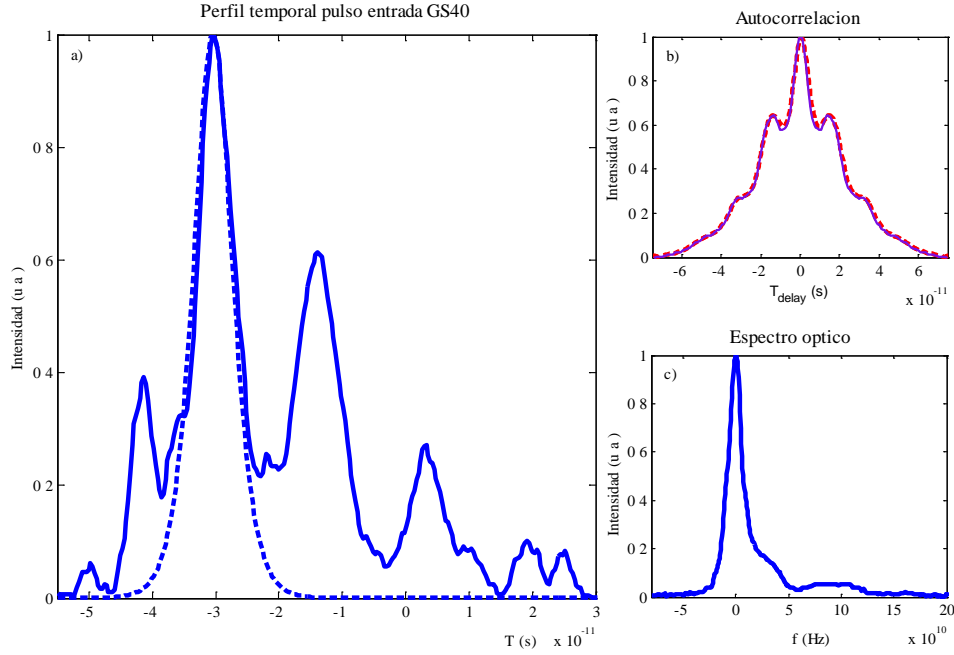


Figura 5.2.10: Señal GS40: a) Perfil temporal recuperado con TIVI (línea continua) junto con el ajuste del pico principal a sech. b) Autocorrelación medida (línea continua) y correlación de la traza recuperada mediante TIVI. c) Perfil espectral

La siguiente tabla resumen las características más importantes del pulso GS40. En ella se describen las condiciones GS según los ratios de corriente de modulación y polarización, I_m/I_0 , la relación entre la polarización y la corriente umbral de láser, I_0/I_{th} . Los pulsos quedan descritos mediante su ancho equivalente, τ_e , su ancho total a media altura, τ_{FWHM} , su ancho *rms*, τ_{rms} , el ancho a media altura del pico central ajustado a una secante hiperbólica, τ_p , el ancho del conjunto al 10% de la altura total, τ_{10} y la energía asociada a los pedestales E_p calculada en relación a la energía total del grupo de subpulsos E_{grupo} y la energía del pulso central según su ajuste a secante hiperbólica, $E_{pulso,sech}$ como $E_p = (E_{grupo} - E_{pulso,sech}) / E_{grupo}$. También se evalúa el ancho espectral equivalente del pulso y el producto TBP según la métrica de anchos equivalentes y según los anchos *rms*.

f_m	I_m/I_0	I_0/I_{th}	τ_e (ps)	τ_{FWHM} (ps)	τ_{RMS} (ps)
1	4	1.6	20	22	16.6
τ_p (ps)	τ_{10} (ps)	E_p (%)	ν_e (GHz)	$TBP_e/TBP_{e,ideal}$	TBP_{rms}
8	64	68	29	0.58/0.29	0.78

Tabla 5.2.5: Resumen de las características más importantes de la entrada GS40

El dispositivo láser se encuentra pulsado bajo GS en régimen multipulso, presentando subpulsos que constituyen grandes pedestales haciendo que el pico central de tan solo 8 ps quede enmascarado. En ancho equivalente que presenta es de 20 ps lo que corrobora la importancia de las formaciones oscilatorias satélite que acompañan al pico fundamental. La profundidad de modulación se mantiene al máximo para garantizar que el ancho del pulso central es mínimo. Observando la estructura de los pulsos, la frecuencia que definen los múltiples pulsos dentro del grupo es de 54GHz. Esto se corresponde con el dispositivo trabajando bajo condiciones que ofrecen una elevada frecuencia de resonancia. Los láseres utilizados, DFB de múltiple pozo cuántico, ofrecen una elevada ganancia diferencial.

5.2.2.2.2. Pulsos GS60: Gain Switching $I_0 = 60$ mA

Siguiendo las indicaciones del estudio teórico previo, mantenemos al máximo la profundidad de modulación para garantizar que obtenemos los pulsos más cortos para unas condiciones de frecuencia dadas y variamos la relación I_0/I_{th} con la intención de desplazarnos dentro de la zona multipulso de la curva mostrada en la Figura 5.2.4. Considerando $I_0 = 60$ mA, caracterizamos los pulsos generados. Los resultados obtenidos se muestran a continuación:

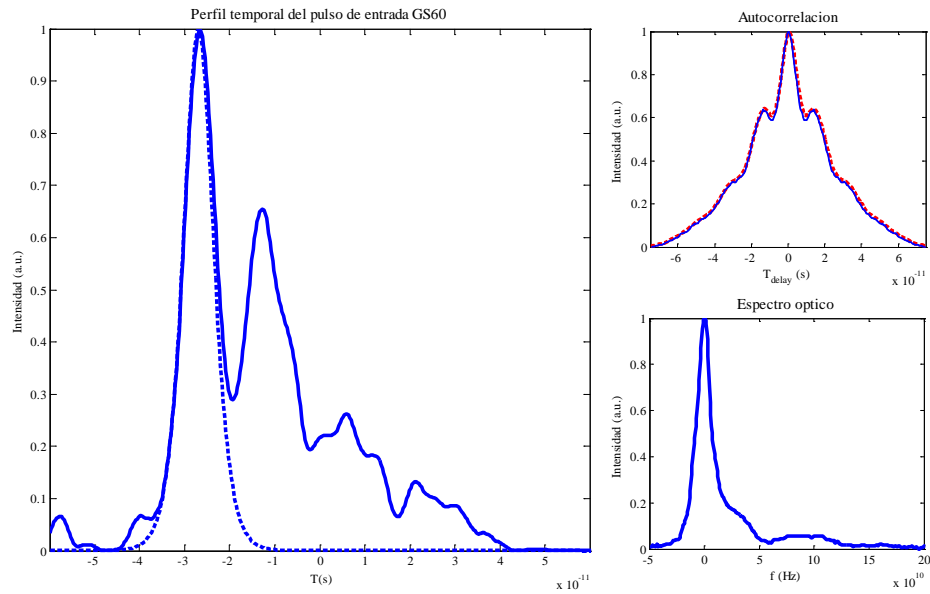


Figura 5.2.11: Señal GS60: a) Perfil temporal recuperado con TIVI (línea continua) junto con el ajuste del pico principal a sech. b) Autocorrelación medida (línea continua) y correlación de la traza recuperada mediante TIVI. c) Perfil espectral

La siguiente tabla resumen las características más importantes de la entrada GS60

f_m	I_m/I_0	I_0/I_{th}	τ_e (ps)	τ_{FWHM} (ps)	τ_{RMS} (ps)
1	6.4	2.4	23	22	18
τ_p (ps)	τ_{10} (ps)	E_p (%)	ν_e (GHz)	$TBP_e/TBP_{e,ideal}$	TBP_{rms}
9	60	61	29	0.66/0.3	0.84

Tabla 5.2.6: Resumen de las características más importantes de la entrada GS60

En este caso, el ancho del pico principal aumenta, lo que indica que estamos en la zona ascendente de la parábola que se observa en el estudio teórico. El ancho equivalente del pulsos aumenta también, lo que implica que se trata de un pulso múltiple más complejo, con pedestales o subpicos que albergan más de la mitad de la energía por periodo. El ancho espectral no varía, lo que indica que el pulso ha sido generado con un mayor chirp. La frecuencia que separa a los pulsos del grupo multipulso alcanza, para estas condiciones, los 56GHz

5.2.2.2.3. Pulsos GS80: Gain Switching $I_0 = 80$ mA

En este caso el laser está polarizado con una corriente mayor y situada por encima del umbral por lo que el ancho del pulso central es mayor en este caso.

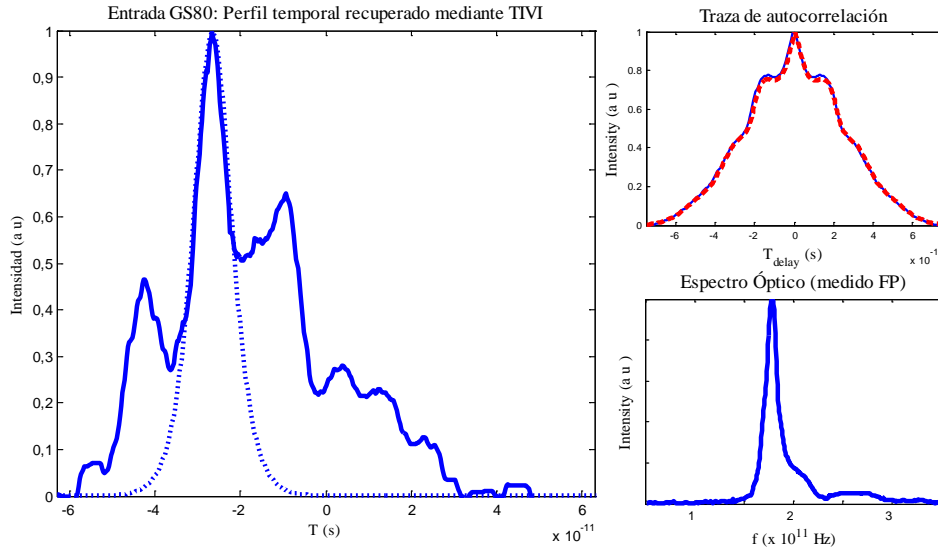


Figura 5.2.12: Pulsos GS80: a) Perfil temporal recuperado con TIVI (línea continua) junto con el ajuste del pico principal a sech. b) Autocorrelación medida (línea continua) y correlación de la traza recuperada mediante TIVI. c) Perfil espectral

f_m	I_m/I_0	I_0/I_{th}	τ_e (ps)	τ_{FWHM} (ps)	τ_{RMS} (ps)
1	6.4	3.2	31	26	19
τ_p (ps)	τ_{10} (ps)	E_p (%)	ν_e (GHz)	$TBP_e/TBP_{e,ideal}$	TBP_{rms}
12	76		26	0.7/0.46	1.1

Tabla 5.2.7: Resumen de las características más importantes de la entrada GS80

Dicho pulso central tiene un ancho de 12 ps y el ancho equivalente del conjunto formado por el pico principal y los subpulsos acompañantes es de 31 ps. Esto nos dice que el ancho del subtren total es casi el triple que el que presenta el pico central y por lo tanto, el peso de los pedestales es elevado. Comprobamos la tendencia ascendente del ancho del pico central. La frecuencia que separa a los pulsos del grupo es para estas condiciones de 55GHz.

5.2.2.2.4. Pulsos GS95: Gain Switching $I_0 = 95$ mA

Si consideramos ahora al laser funcionando bajo GS a una corriente de polarización aún mayor, cabe esperar que el ancho del pulso central crezca, pero en este caso disminuye ligeramente respecto del ancho para el pico central encontrado en GS80. El ancho equivalente es también grande, 25 ps.

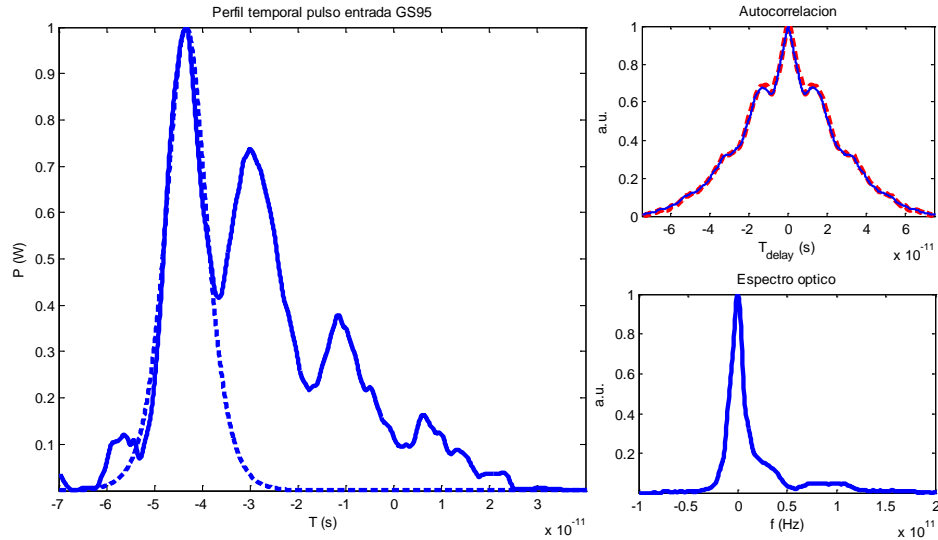


Figura 5.2.13: Pulsos GS90: a) Perfil temporal recuperado con TIVI (línea continua) junto con el ajuste del pico principal a sech. b) Autocorrelación medida (línea continua) y correlación de la traza recuperada mediante TIVI. c) Perfil espectral

La siguiente tabla resumen las características más importantes de la entrada GS95

f_m	I_m/I_0	I_0/I_{th}	τ_e (ps)	τ_{FWHM} (ps)	τ_{RMS} (ps)
1	6.4	3.8	25	24	19
τ_p (ps)	τ_{10} (ps)	E_p (%)	ν_e (GHz)	$TBP_e/TBP_{e,ideal}$	TBP_{rms}
9	73		27	0.67/0.35	0.89

Tabla 5.2.8: Resumen de las características más importantes de la entrada GS95

En este caso, en contra de la tendencia que se venía observando, constatamos que el ancho del pico central disminuye y que la frecuencia que separa a los pulsos del mismo grupo es mayor y alcanza 60GHz. Dado que las condiciones de trabajo del láser han cambiado al subir la corriente umbral, su respuesta dinámica varía y esto

también puede estar afectando al acoplo de señal de modulación, variando la eficiencia de la misma.

5.3. Estudio de lazo no lineal (HNOLM) adaptado a fuentes Gain Switching

Se presentan los resultados obtenidos al estudiar el lazo no lineal compresor de pulsos ópticos adaptado a fuentes Gain Switching. En el Capítulo 3 se planteó el estudio comparativo de varias configuraciones tras el que se observó que la más interesante para adaptarse a este tipo de pulsos era la que incluía una fibra altamente no lineal y un amplificador óptico de semiconductor, elemento también altamente no lineal y compacto. En el presente apartado, se resume el estudio del funcionamiento del lazo dependiendo de parámetros internos al mismo, como son las características de la fibra y el amplificador con el objetivo optimizar el diseño de cara al posterior estudio experimental.

Una vez completado el trabajo teórico previo, se enuncia el montaje experimental del lazo altamente no lineal HNOLM con amplificador que será estudiado a nivel práctico, también evaluando su funcionamiento como compresor dependiendo de parámetros internos al mismo. También se evalúa la estabilidad del funcionamiento del lazo diseñado respecto a variaciones a la entrada.

5.3.1. Estudio Teórico: Optimización del lazo no lineal

A la vista de los resultados mostrados en el estudio comparativo expuesto en el Capítulo 2 y recordando que la compacidad y el requisito de que el dispositivo compresor pueda procesar los pulsos GS sin acondicionamiento previo, la configuración que incluye un amplificador óptico de semiconductor apareció como la más adecuada. Esta configuración, que denominamos HNOLM en el presente trabajo, se considera como esquema de partida para el estudio de su optimización.

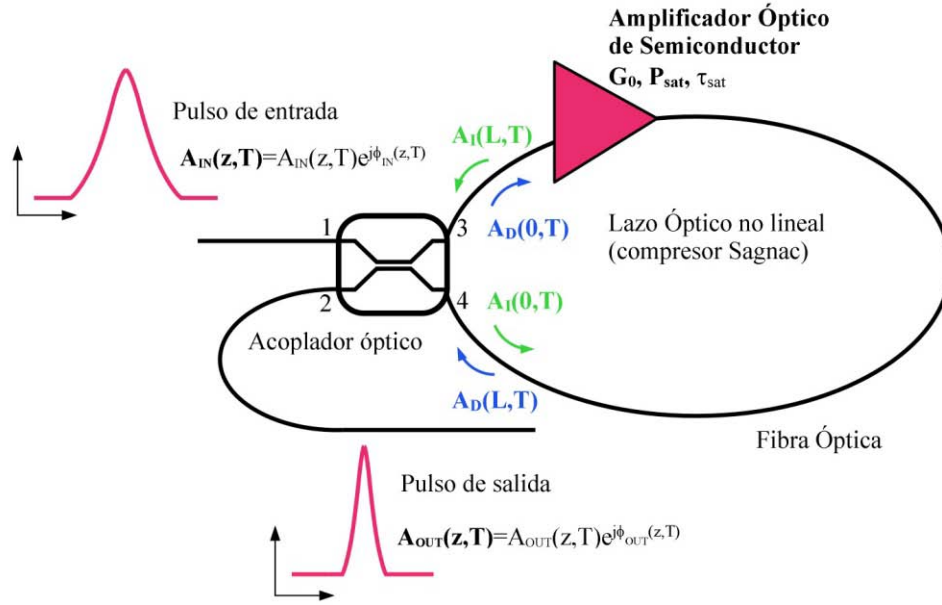


Figura 5.3.1: Lazo no lineal

En la Figura 5.3.1, se muestra este esquema de partida. Para realizar el estudio se define una configuración de referencia, partiendo de la cual se ofrecen modificaciones de ciertos parámetros para estudiar la funcionalidad del lazo. Respecto a la fibra, como se indicó en el estudio analítico, su parámetro no lineal es importante para conseguir mayores compresiones y lazos más cortos. En el Anexo 3 se ofrece un resumen sobre algunas de las fibras ópticas no lineales disponibles. De entre las altamente no lineales, la fibra óptica microestructurada ofrece altos valores del parámetro no lineal sin sufrir penalizaciones por la atenuación óptica. Por ello, consideramos este tipo de fibra como referencia, tomando un modelo concreto, comercialmente disponible, cuyas características se resumen en la siguiente tabla:

<i>Fibra NL-1550-NEG-1 de referencia</i>	
Material	Si (puro)
Diámetro del cladding	$128 \pm 5 \mu\text{m}$
Diámetro del núcleo	$2.1 \pm 0.3 \mu\text{m}$
Coefficiente no lineal	$11 (\text{WKm})^{-1}$
Apertura numérica @ 1550 nm	0.4 ± 0.05
Diámetro del modo fundamental	$2.8 \pm 0.5 \mu\text{m}$
Longitud de la fibra en el lazo, L_f	20 m

Tabla 5.3.1: Características de la fibra microestructurada NL-1550-NEG-1

Para estudiar la propagación del pulso a través de la fibra que forma el lazo ahora no se realizarán aproximaciones para llegar a una solución analítica simplificada. En este caso, se considera la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE) incluyendo el término de la dispersión GVD, el que incluye la atenuación y la el correspondiente a la automodulación de fase

$$j \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{j}{2} \alpha_{loss} A - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (5.5)$$

Dado que consideramos longitudes de lazo $L_{lazo} < 100$ m y que los pulsos bajo estudio están en el rango de las decenas de picosegundos y pocos picojulios, los efectos no lineales de mayor orden pueden despreciarse. La integración de la ecuación se realiza mediante el método de división del paso en Fourier o Split Step Fourier Method, que se detalla en el Anexo 1.

Del estudio también se concluye que el uso de un amplificador no lineal de semiconductor permite operar con el lazo no lineal para bajas potencias de entrada de manera directa. En aquel estudio, el comportamiento no lineal de este dispositivo se trató de manera simplificada. En este caso se emplea el promediado que se describe con detallan en el Anexo 2 y que a continuación se resume.

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{g}{2} (1 - i\alpha_{lw}) A \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial g}{\partial T} = \frac{g_m - g}{\tau_c} - \frac{g |A|^2}{E_{sat}} \quad (5.7)$$

siendo $E_{sat} = \hbar \omega_0 \sigma / a$ la energía de saturación del amplificador, a el área de la sección transversal del modo principal, $g_m = \Gamma g_0 N_0 (I / I_0 - 1)$ la ganancia en pequeña señal del amplificador que depende de $I_0 = q V N_0 / \tau_c$, la corriente en transparencia. La ecuación (5.11) suele separarse en módulo y fase para obtener una expresión que describa la potencia óptica, $P(z, t)$ y otra para la fase, $\phi(z, t)$, aunque en el caso que nos ocupa se ha preferido mantener la ecuación que define la evolución de la envolvente del campo (SVE).

Cuando consideramos el modelo detallado, al igual que se hizo con la fibra, se define una configuración de referencia para los parámetros del SOA, que se describe en la siguiente Figura 5.3.2:

<i>Condiciones de referencia para el SOA</i>	
G_0	100
τ_c	200 ps
a_{lw}	5
L_{soa}	600 μm
g_0	$2.5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$
N_0	$1.32 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$
V	$1.5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3$
Γ	0.4

Tabla 5.3.2: Tabla de condiciones de trabajo estándar de SOA

Respecto de la entrada definimos igualmente un punto de referencia. Se considera un tren de ocho pulsos GS simétrico con perfil secante hiperbólica a una tasa de repetición de 1GHz y con potencias medias comprendidas entre los 100 μW y los 30 mW y con un ancho de pulso de 26 ps. Si seguimos la evolución de un tren de pulsos como el descrito a lo largo del lazo, el flujo que sigue la simulación se ilustra en la Figura 5.3.2.

El pulso descrito por su amplitud compleja $A(z,t)$ se divide en el acoplador. Cada pulso resultante se propaga por el lazo, viendo sus elementos en orden inverso. Su paso por la fibra se estudia mediante la NLSE y su paso por el amplificador según el modelo resumido por (5.6)(5.7). Los pulsos se recombinan entonces en el acoplador para generar la salida.

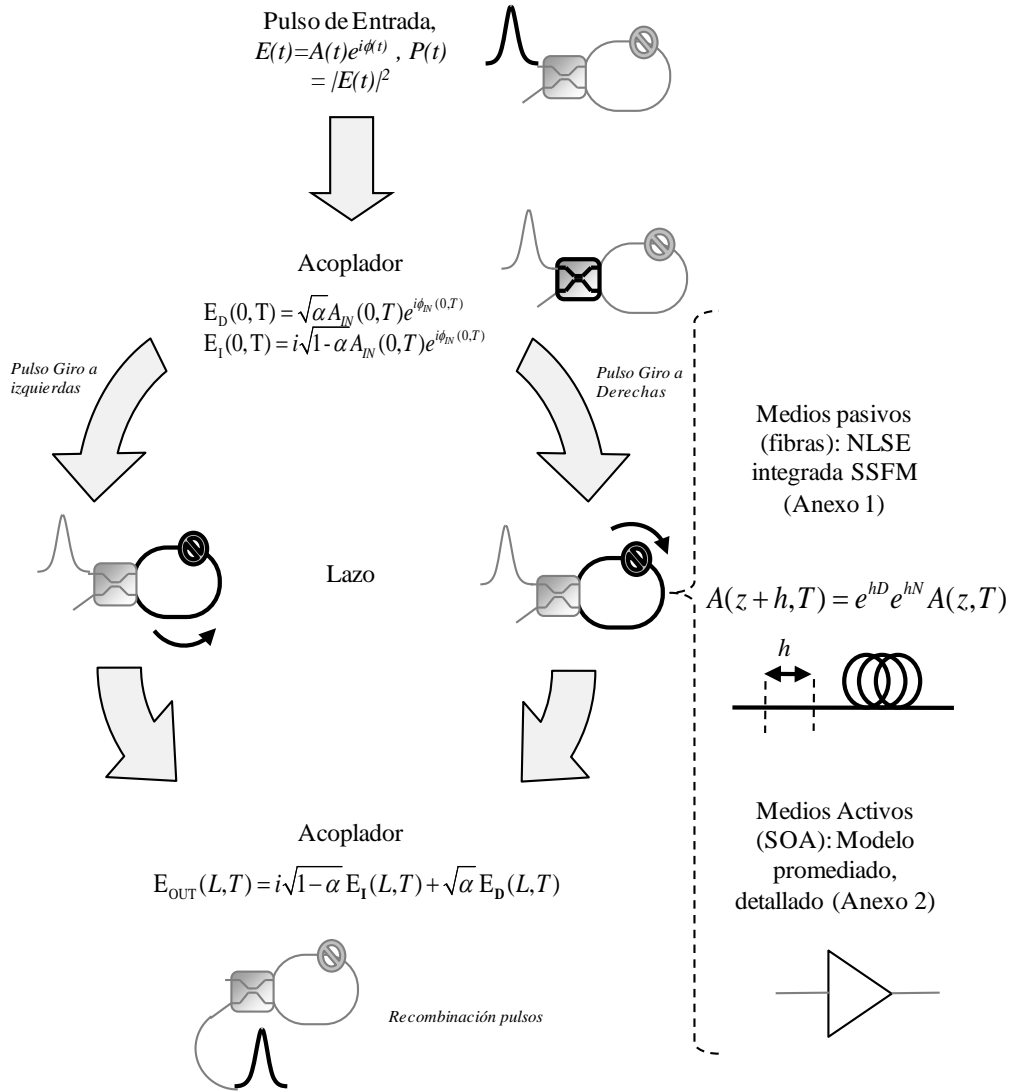


Figura 5.3.2: Flujo de la simulación del HNOLM

5.3.1.1. Estudio de la posición del amplificador dentro del lazo

Al variar la posición del amplificador, la asimetría del lazo cambia y por lo tanto, también puede variar la potencia que se observa a la salida y la capacidad del lazo como compresor. A continuación aparecen los resultados obtenidos al evaluar la dependencia del factor de compresión equivalente $CR_e = \tau_{e, IN}/\tau_{e, OUT}$ y la potencia óptica a la salida.

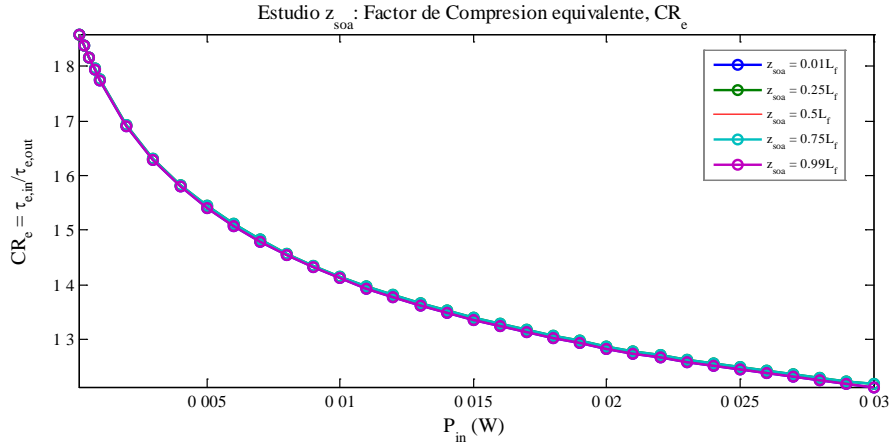


Figura 5.3.3: Estudio posición SOA, z_{soa} : Factor de compresión CR_e

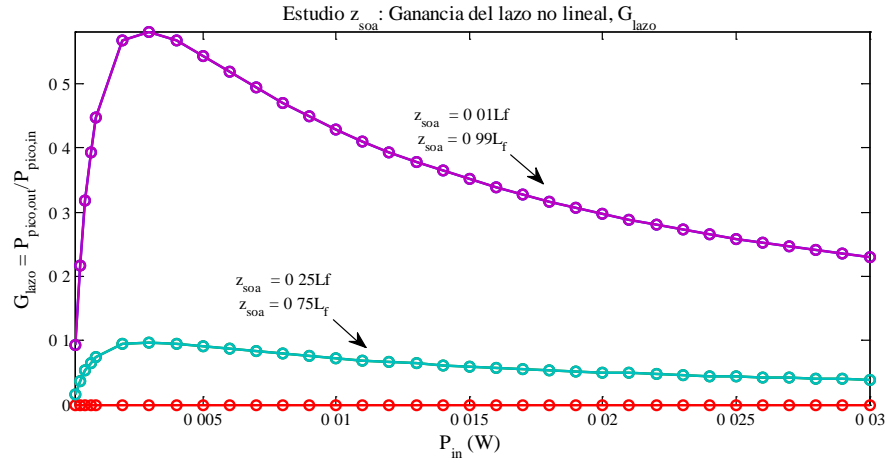


Figura 5.3.4: Estudio posición SOA, z_{soa} : Ganancia del lazo no lineal G_{lazo}

Del estudio se extrae que la posición del amplificador influye en el nivel de potencia que se va a obtener a la salida, apareciendo un máximo para las posiciones del amplificador más cercanas al acoplador y que por lo tanto implican mayor asimetría. Respecto al factor de compresión, éste no varía al cambiar la posición del amplificador, pero sí disminuyen al aumentar la potencia media a la entrada.

5.3.1.2. Estudio de la longitud del lazo

La importancia de la longitud de la porción de fibra óptica que conforma el medio pasivo se estudia a continuación. Para mantener el objetivo de conseguir un lazo

compacto consideramos que la longitud de la fibra varía hasta un máximo de $L_f = 100\text{m}$.

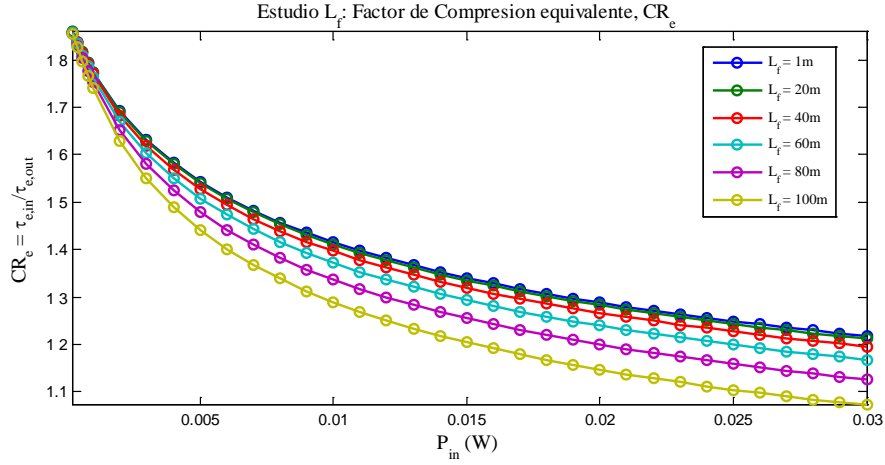


Figura 5.3.5: Estudio longitud fibra, L_f : Factor de compresión CR_e

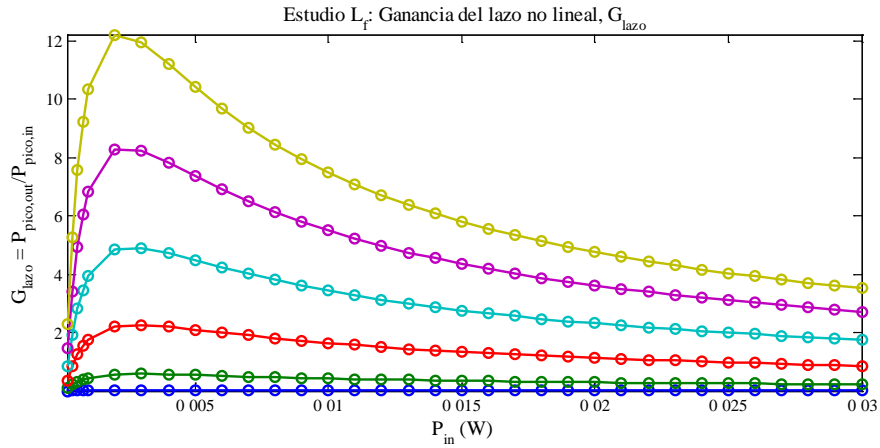


Figura 5.3.6 Estudio de la influencia de la longitud del lazo

Una mayor longitud de la fibra, implica un factor de compresión menor y que muestra un decrecimiento al aumentar la potencia más rápido. Si bien, una mayor longitud de fibra permite obtener mayor potencia a la salida y obtener un lazo con una ganancia que alcanza 12 para $L_f = 100\text{ m}$ y potencia media de entrada de 2mW . El factor de compresión es máximo para bajas potencias, partiendo de un valor de $CR_e = 1.8$ para tender a 1 cuando la potencia de entrada crece. Se muestra entonces que existe una relación de compromiso entre compresión y ganancia del lazo en términos de potencia. Un mayor índice de compresión se consigue con un lazo también más

compacto a expensas de obtener una señal más débil a la salida. Este hecho subraya también la importancia del amplificador SOA respecto de la compresión y apunta a que la fibra se interpone en este efecto.

5.3.1.3. Estudio sobre la No linealidad de la fibra

Al tener en cuenta la no-linealidad de la fibra, consideramos que esta varía desde el $\gamma = 1 \text{ (W}\cdot\text{Km)}^{-1}$ hasta $\gamma = 20 \text{ (W}\cdot\text{Km)}^{-1}$.

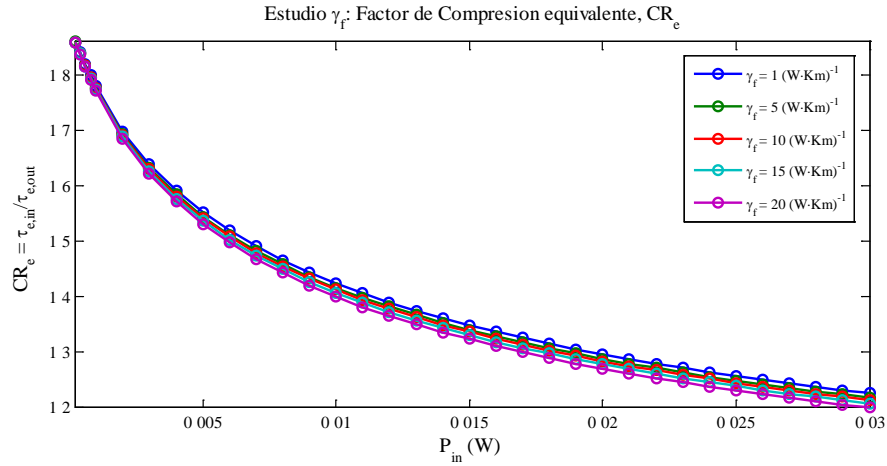


Figura 5.3.7: Estudio parámetro no lineal de la fibra γ_f : factor de compresión equivalente, CR_e

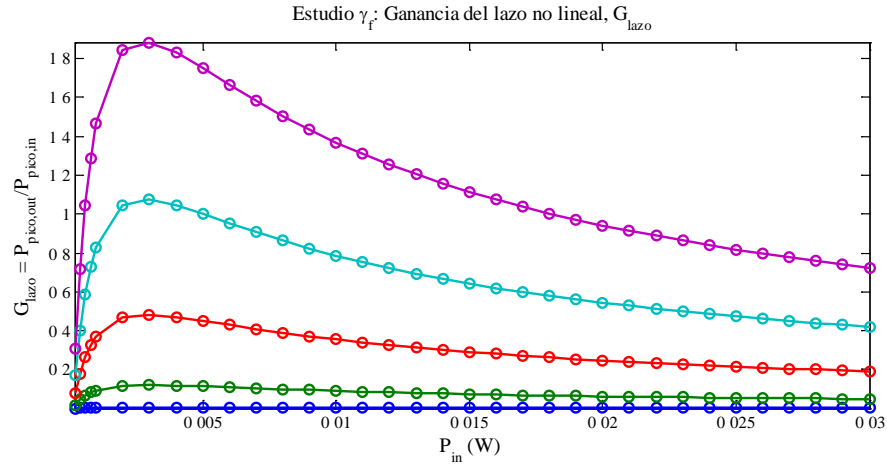


Figura 5.3.8: Estudio parámetro no lineal de la fibra γ_f : ganancia del lazo, G_{lazo}

Observamos que una mayor no linealidad se obtiene una ganancia del lazo mayor. Para una no linealidad de $\gamma = 10 \text{ (W}\cdot\text{Km)}^{-1}$, cercano al de la fibra de referencia escogida para este estudio, la ganancia del lazo se mantiene estable alrededor de 0.15.

Para valores más altos de la no linealidad de la fibra, la ganancia del lazo es mayor, pero presenta un máximo a bajas potencias y no un comportamiento estable. Respecto del factor de compresión, éste no influye de manera significativa en el valor obtenido y para todas las fibras estudiadas, su evolución es similar al aumentar la potencia y los valores que ofrece, también.

5.3.1.4. Estudio sobre la influencia de la dispersión

En este punto se estudia la influencia de la dispersión que presenta la fibra y los resultados obtenidos muestran que el factor de compresión y la ganancia muestran una débil dependencia respecto de este factor, lo implica que el efecto de la automodulación de fase o *self-phase modulation* en este entorno es más significativo.

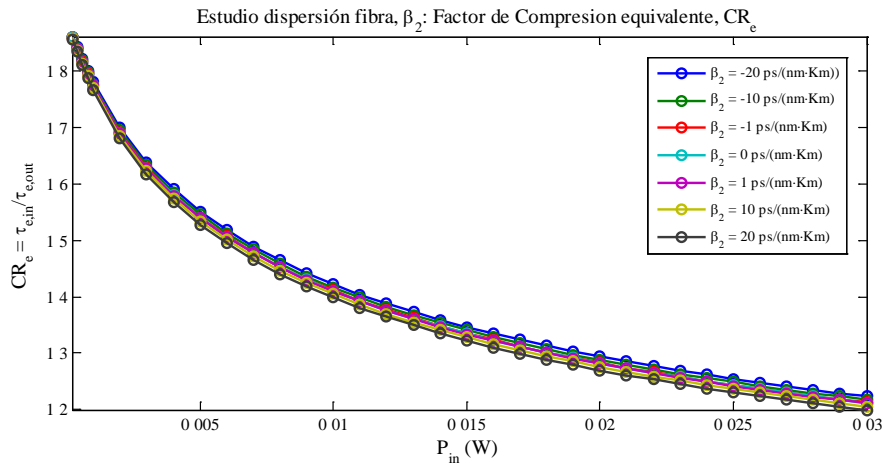


Figura 5.3.9: Estudio de dispersión en la fibra, β_2 : factor de compresión equivalente CR_e

Recopilando los resultado observados al variar parámetros relacionados con la fibra, encontramos en común a todos los estudios que la influencia que ésta tiene en el factor de compresión final, es secundario. Estudiamos ahora el papel que juega el amplificador SOA para discernir su importancia en el funcionamiento del dispositivo.

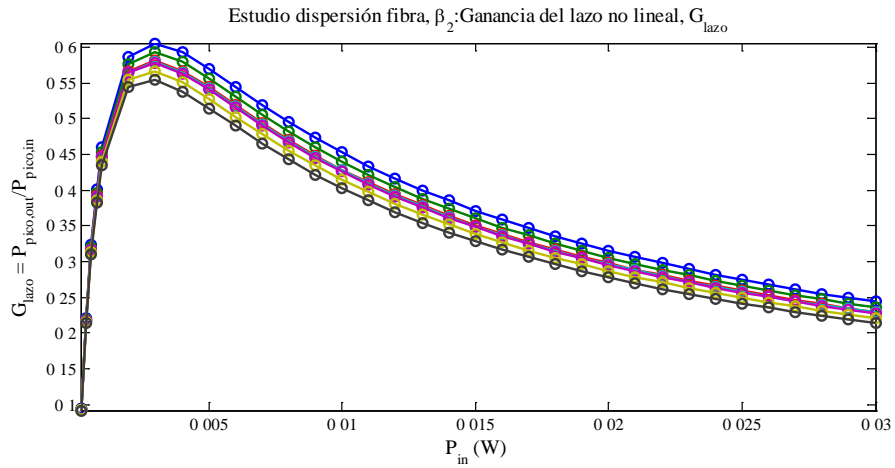


Figura 5.3.10: Estudio de dispersión en la fibra, β_2 : ganancia del lazo G_{lazo}

o

5.3.1.5. Estudio de la Ganancia no saturada G_0 del amplificador SOA

Centrándonos ahora en parámetros del amplificador, observamos qué ocurre a nivel de potencia y transmisión en el lazo cuando variamos la ganancia en pequeña señal que ofrece dicho amplificador. Los resultados se resumen en las siguientes representaciones:

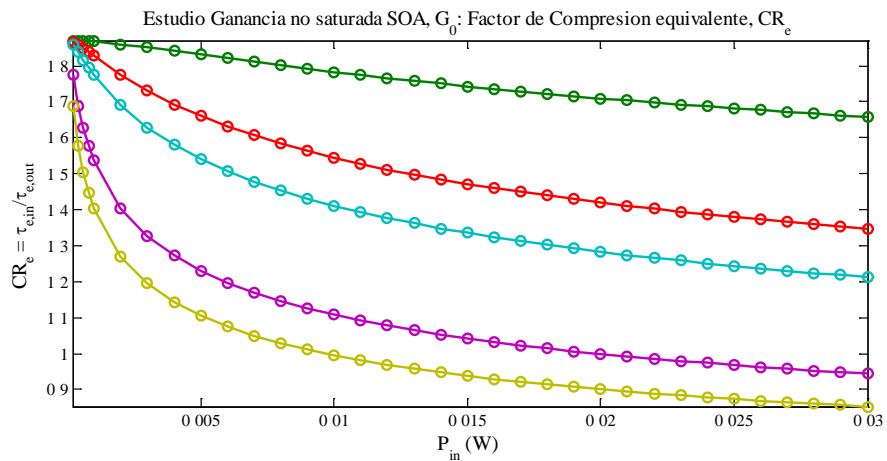


Figura 5.3.11: Estudio de la ganancia del amplificador, G_0 : factor de compresión equivalente CR_e

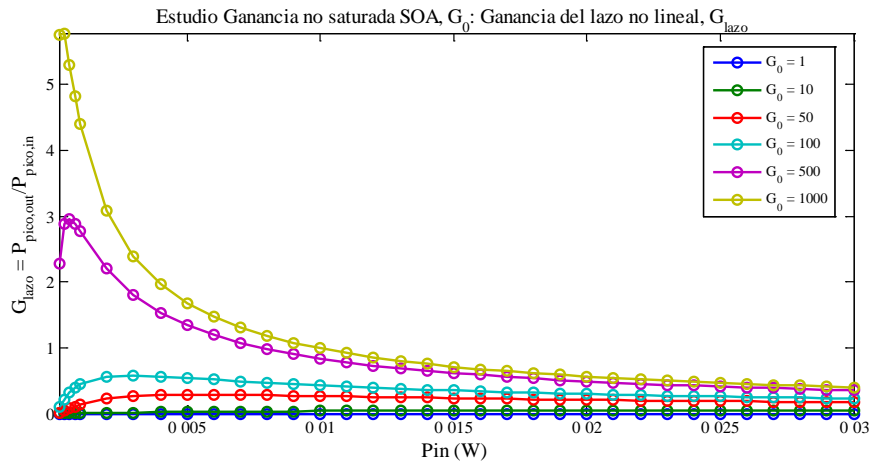


Figura 5.3.12: Estudio de la ganancia del amplificador, G_0 ; ganancia del lazo G_{lazo}

En este caso, la ganancia del amplificador tiene una influencia mucho más notable que los parámetros relacionados con la fibra en la compresión. Se observa que una menor ganancia implica una mayor compresión y que ésta, sea más estable al aumentar la potencia de entrada, ya que el decrecimiento que muestra es menor. Sin embargo, para bajas potencias de entrada, una mayor ganancia G_0 en el amplificador implica una transmisión mucho más elevada en el lazo. Esto parece indicar que el estado de saturación del amplificador es importante a la hora de entender la compresión en el HNOLM con amplificador SOA. Un dispositivo saturado, bien porque el pulso de entrada es muy elevado o porque está polarizado para trabajar a bajas ganancias, ofrece una menor amplificación al pulso que lo atraviesa, pero su comportamiento no lineal se vuelve más importante en estas circunstancias y variable a lo largo del perfil del pulso.

5.3.1.6. Estudio de la energía de saturación del amplificador SOA

En la línea de lo observado en el caso anterior, el estado de ganancia y saturación del amplificador influye en la compresión que el lazo ofrece. Para valores de energía de saturación bajos, la compresión es mayor y su decrecimiento es menos acusado cuando la potencia de entrada aumenta. Lo contrario ocurre con la ganancia del lazo, que es sensiblemente mayor al considerar un amplificador una mayor energía de saturación.

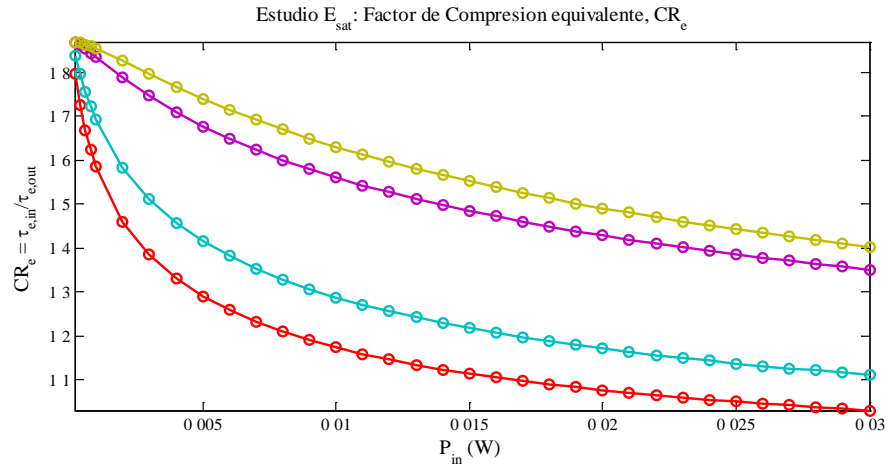


Figura 5.3.13: Estudio de energía de saturación del amplificador, E_{sat} : factor de compresión CR_e

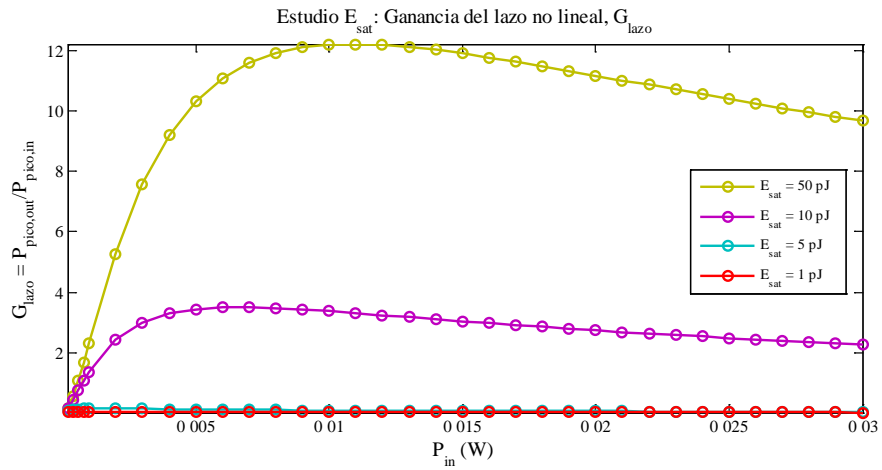


Figura 5.3.14: Estudio de la ganancia del amplificador, E_{sat} : ganancia del lazo G_{lazo}

La relación entre el estado de saturación del amplificador y el factor de compresión se repite a lo largo de todo este estudio y ha sido observada con anterioridad por otros autores (Smith K et al. 1992). En este estudio numérico, se observa que una mayor potencia de entrada implica una disminución de la compresión y la ganancia total del lazo. Una mayor energía del pulso a la entrada, hace que el amplificador trabaje en régimen saturado, fuera de su rango lineal y no ofrezca la ganancia esperada, lo que implica que los pulsos no resulten amplificados según la máxima G_0 . Por ello, la diferencia de potencias entre ellos es cada vez es menor de donde la diferencia de fase entre los pulsos que se propagan en cada sentido y sus diferentes partes disminuye, haciendo que el estrechamiento baje y también la potencia que se transmite tras el lazo. Cuando el amplificador trabaja a una mayor

ganancia, se observa que la compresión es menor. Este hecho se relaciona con el rango dinámico del amplificador. Al trabajar en un punto de mayor ganancia, la energía de cada pulso al salir del amplificador es mayor aunque éste pueda estar saturado. Los pulsos transportan más energía, una diferencia de fase, aunque sea pequeña, se traduce en un mayor energía a la salida

5.3.1.7. Estudio con entrada asimétrica multipulso

Hasta ahora hemos estudiado la compresión y transmisión o ganancia óptica del lazo asumiendo que a la entrada disponemos de pulsos ideales con perfil simétrico secante hiperbólica y que la fuente ofrece un único pulso por periodo. A continuación se estudia la respuesta del sistema a pulsos numéricos Gain Switching obtenidos partiendo de las ecuaciones de tasa descritas en (5.1) y (5.2) bajo condiciones de trabajo que ofrecen múltiples pulsos asimétricos por periodo. La entrada considerada junto con la salida del lazo para condiciones de potencia de entrada $P_{in} = 10 \text{ mW}$ se muestran a continuación. El lazo está descrito según la configuración de referencia (Tabla 5.3.1 y Tabla 5.3.2).

Se observa que el lazo cumple con dos funciones: aísla el pulso principal del grupo y lo comprime. Responde entonces como elemento de mejora de calidad adaptado a las fuentes Gain Switching bajo condiciones de múltiples pulsos por periodo. Esto permite aprovechar los menores anchos de pulso individual y mayores potencias que la técnica ofrece funcionando bajo este régimen.

En la Figura 5.3.15 se muestra la evolución del factor de compresión equivalente CR_e al aumentar la potencia de entrada. Este factor crece al aumentar la potencia para después estabilizarse y ofrecer un funcionamiento que da una compresión fiable independiente de la potencia a la entrada. El valor máximo que se observa, al que se estabiliza CR_e es mayor que el observado para régimen monopolso, ya que en este caso, la compresión es en gran parte debida a la reducción de los pedestales formados por los subpicos que acompañaban al pico principal más alto y estrecho. Este pico también sufre una compresión, que alcanza un factor

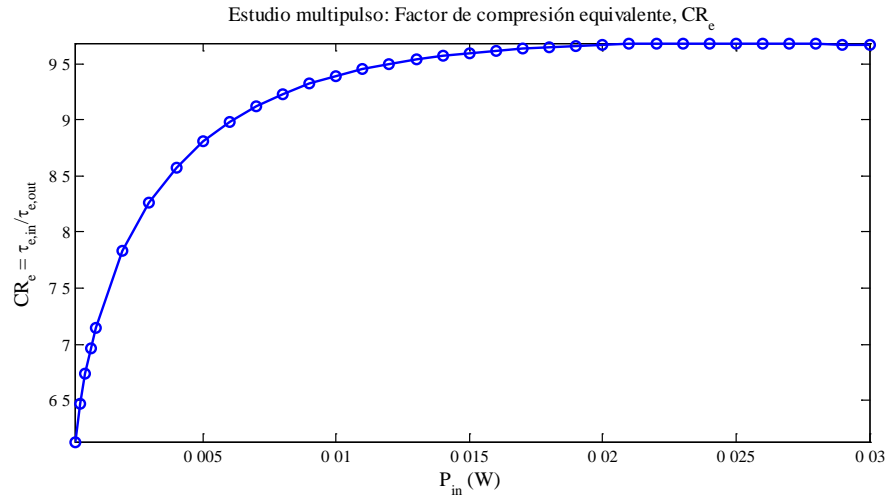


Figura 5.3.15: Entrada multipulso: Factor de compresión equivalente, CR_e

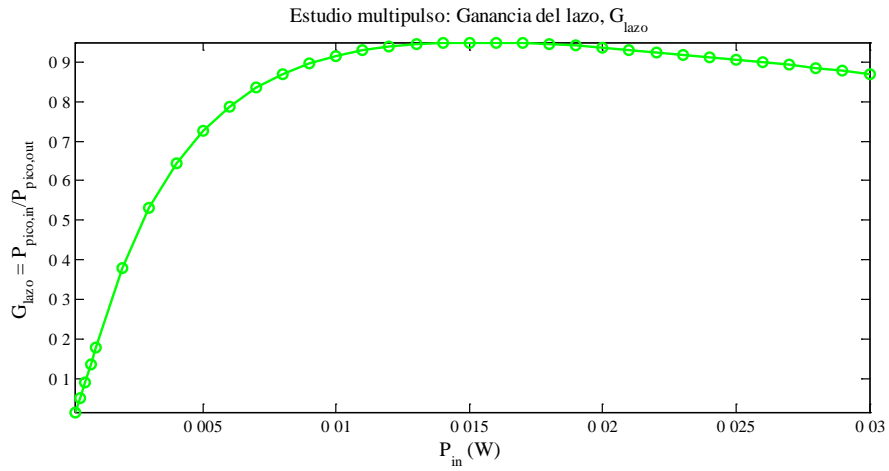


Figura 5.3.16: Entrada multipulso: Ganancia del lazo, G_{lazo}

La transmisión o ganancia del lazo ofrece una tendencia similar a la seguida por el factor de compresión equivalente y crece para estabilizarse, aunque altas potencias disminuye de nuevo. El valor máximo que alcanza es 0.95, por que el lazo en estas condiciones no amplifica pero pulsos comprimidos con igual amplitud que los incidentes, en lo que aparece como una transmisión de pulsos mejorados cercana a 1.

5.3.2. Estudio Experimentales

El estudio experimental del lazo HNOLM diseñado para mejorar fuentes GS se presenta a continuación. La exposición comienza analizando la posibilidad de compresión y mejora del perfil para pasar después a profundizar en los factores que

influyen en su funcionamiento, tanto internos al dispositivo compresor, como externos, refiriéndose esto a variaciones en la entrada aplicada. Antes de describir los resultados, se describe el montaje experimental del lazo óptico altamente no lineal que servirá de referencia para las caracterizaciones experimentales.

5.3.2.1. Montaje experimental

La Figura 4.4.4 muestra de manera esquemática el montaje experimental objeto de estudio:

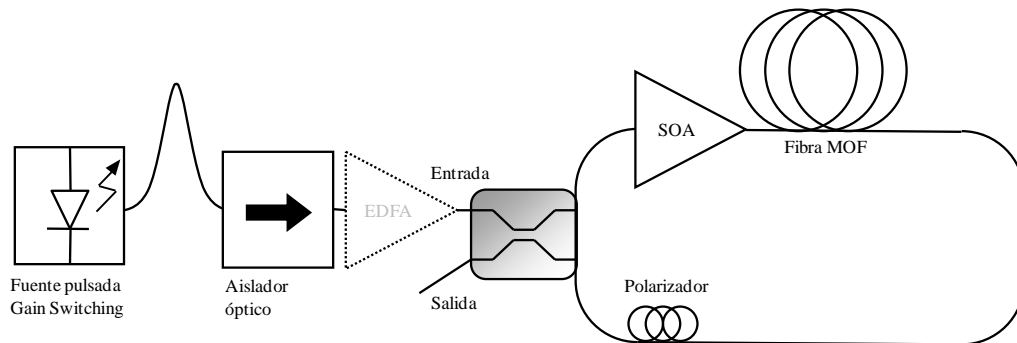


Figura 5.3.17: Montaje experimental del lazo no lineal para compresión de pulsos Gain Switching

El lazo altamente no lineal o *highly nonlinear optical loop mirror HNOLM*, consiste en un acoplador óptico que idealmente ofrece un factor de acoplo con $\alpha = 0.5$ o 50:50. El lazo se completa con 20 m de fibra óptica microestructurada altamente no lineal, descrita en la Tabla 5.3.1 y el uso de dos amplificadores ópticos de semiconductor de características diferentes, lo que permitirá estudiar la influencia de este elemento en el funcionamiento del lazo completo. El montaje cuenta con un polarizador que garantiza el alineamiento del dispositivo para ofrecer una mayor potencia de salida en unas condiciones de trabajo dadas, ya que garantiza que la polarización de ambos pulsos coincide y no influye en su recombinación interferométrica. A continuación se describe de manera más detallada cada uno de estos elementos:

Acoplador Óptico

Se trata de un acoplador 2x2 que divide la señal a su entrada idealmente al 50% entre las dos salidas que presenta. Se trata de un dispositivo de fibra monomodo con las siguientes características más significativas:

<i>Acoplador óptico 2x2 50:50</i>	
<i>Longitud de onda central</i>	<i>1550 nm</i>
<i>Ancho espectral</i>	<i>40 nm</i>
<i>Pérdidas de inserción</i>	<i>3.8/3.8 dB</i>
<i>PDL, perdidas dependientes de la polarización</i>	<i><0.15 dB</i>
<i>Directividad</i>	<i>>60 dB</i>
<i>Tipo de fibra</i>	<i>SMF-28e</i>
<i>Conectorización</i>	<i>FC/APC</i>

Tabla 5.3.3: Características del acoplador óptico

Para complementar los datos ofrecidos por el fabricante se realizaron dos caracterizaciones adicionales. La primera estudió el factor de acoplo real del dispositivo. Las medidas ofrecen un factor de acoplo del 48:46. Cuando se aplica una señal por una de las entradas, puertos 1 o 2, parte de la señal se ve reflejada hacia el otro puerto de entrada. El dispositivo no afecta al perfil de los pulsos. Esto fue comprobado aplicando pulsos GS80 de 26 ps, y tasa de repetición 1GHz (Tabla 5.2.7). Dentro del rango de potencia comprobado, que abarca desde 0.5 mW a 30 mW de potencia media, no se producen variaciones en estas características.

Fibra Óptica Microestructurada, MOF

Las características de la fibra óptica escogida para el montaje experimental ya fueron comentadas en el apartado que describe el diseño experimental en la Tabla 5.3.1.

La porción de fibra utilizada está conectorizada con terminaciones FC y corte APC. Adicionalmente, se realizaron caracterizaciones experimentales previas que permitieron encontrar que las pérdidas de inserción en los conectores son de 0.5 dB en un extremo y de 0.3 dB en el otro. También se comprobó que las pérdidas netas en la porciones de fibra eran de 0.3 dB. La influencia de la dispersión también ha sido estudiada, propagando un pulso GS80 a través de la fibra. El estrechamiento observado en el ancho de pulso debido al efecto de la dispersión en la fibra responde a un factor igual a de $\tau_{in,FWHM}/\tau_{out,FWHM} = 1.12$.

Amplificadores Ópticos de Semiconductor, SOA

De cara al estudio experimental, se han utilizado dos amplificadores ópticos de semiconductor con características diferentes. Como se ha puesto de manifiesto en el estudio previo, el comportamiento no lineal del amplificador influye de manera significativa en el funcionamiento como compresor del lazo no lineal. Por ello, se han escogido amplificadores con un marcado carácter no lineal. Dicho carácter se manifiesta en su ganancia y en la fase que añade al pulso que se propaga a su través. Desde el punto de vista del lazo, es importante la fase no lineal. Partiendo del modelo descrito en la Dicha fase, según el modelo promediado descrito en el Anexo 2, apartado A2.1 (Agrawal et al. 1989), puede describirse según,

$$\Delta\phi(t)_0 = -\frac{\alpha_{hw}}{2}h(T) \quad (5.8)$$

$$\frac{dh}{dT} = \frac{g_0 L - h}{\tau_c} - \frac{P_{in}(T)}{E_{sat}}(e^h - 1) \quad (5.9)$$

en el que se consideran sólo los fenómenos interbanda. En esta aproximación se ha asumido que existe un único pulso y que la distribución de corriente y energía a lo largo del amplificador es uniforme, por lo que se ha podido definir la ganancia integral

$$h(T) = \int_0^L g_m(z, T) dz .$$

Observando estas expresiones vemos que la fase introducida por el amplificador es no lineal y depende de la potencia incidente a través de $h(T)$. Un dispositivo con una energía de saturación baja y una respuesta temporal rápida, implica una dependencia de $h(T)$ más pronunciada con la potencia y por lo tanto, un funcionamiento con una no-linealidad más elevada, en términos del perfil de potencia a la salida y de la fase introducida. También un valor de g_m algo, hace más notable el cambio el efecto no lineal, lo que lleva a preferir dispositivos con un alto factor de confinamiento y una elevada ganancia diferencial, ya que $g_m = \Gamma g_0 N_0 (I / I_0 - 1)$.

Mención especial merece el factor de ensanchamiento de línea α_{hw} . La fase introducida por el amplificador es directamente proporcional a este valor. Si se toma como constante, desde el punto de vista del lazo altamente no lineal, no tienen relevancia, ya que se trata de una contribución lineal a la fase y se aplicará de igual modo los pulsos propagándose a derechas e izquierdas de igual modo, siendo en cada

caso más importante el perfil y potencia de los propios pulsos. Sin embargo, este factor, aunque suele considerarse constante, bajo condiciones de elevada potencia dentro de la cavidad y en el caso de amplificadores de semiconductor de manera especial, muestra dependencia con la potencia y la inyección de portadores (Agrawal et al. 1993; Dutta et al. 2006).

A continuación se describen los amplificadores que se utilizarán en la presente caracterización experimental:

i. SOA-I: CIP-NL-OEC-1550

Se trata de un amplificador no lineal que ofrece un elevado factor de confinamiento. Ofrece una elevada ganancia y un tiempo de recuperación de saturación rápido. A nivel físico, es un dispositivo de heterounión enterrada o buried heterostructure sobre fosforo de Indio, InP. Está incluido en un encapsulado tipo butterfly de 14 pines y pigtailado con fibra monomodo terminada en conectores FC/APC. La siguiente tabla resume alguna de sus principales características:

<i>CIP-NL-OEC-1550</i>	
<i>Ganancia en pequeña señal para $I_b = 200\text{-}300\text{ mA}$</i>	<i>30 dB (típica)</i>
<i>Ganancia dependiente de la polarización en saturación</i>	<i>0.5 dB</i>
<i>Potencia de saturación, $I_b = 200\text{mA}$</i>	<i>8 dBm</i>
<i>Ancho de banda espectral de ganancia</i>	<i>15 nm alrededor de 1560 nm</i>
<i>Tiempo de recuperación de la ganancia tras saturación (condiciones pump-probe)</i>	<i>16 ps</i>
<i>Conectorización</i>	<i>FC/APC</i>

Tabla 5.3.4: Características del amplificador SOA CIP-NL-OEC-1550

ii. SOA-II: CIP-XN-OEC-1550

Este amplificador presenta características similares al anterior, si bien su ganancia en pequeña señal es menor pero ofrece una potencia de saturación más elevada, un ancho de banda de ganancia mayor y una respuesta temporal más rápida.

<i>CIP-XN-OEC-1550</i>	
<i>Ganancia en pequeña señal para $I_b = 500$ mA</i>	<i>25 dB (típica)</i>
<i>Ganancia dependiente de la polarización en saturación</i>	<i>15 dB</i>
<i>Potencia de saturación, $I_b = 200$ mA</i>	<i>12 dBm</i>
<i>Ancho de banda espectral de ganancia</i>	<i>35 nm alrededor de 1560 nm</i>
<i>Tiempo de recuperación de la ganancia tras saturación (condiciones pump-probe)</i>	<i>10 ps</i>
<i>Conectorización</i>	<i>FC/APC</i>

Tabla 5.3.5: Características del amplificador SOA CIP-XN-OEC-1550

Polarizador

Los elementos del lazo fueron escogidos de manera que exhibiesen una baja dependencia de sus prestaciones con respecto a la polarización de la luz. Así, los amplificadores ópticos presentan una dependencia de la ganancia con este fenómeno de menos de 0.5 dB. Respecto a la fibra, el fabricante no ha podido ofrecernos información sobre la birrefringencia que presenta, si bien sí constata que es menor que la de una fibra estándar. Si consideramos el peor de los casos en el que la fibra de cristal fotónico responde de la misma forma a la polarización que una fibra normal, al sólo contar con una porción de 20 m, su efecto no es relevante. En el diseño presentado la polarización no es por lo tanto fenómeno significativo como lo es en otros trabajos plantados sobre lazos no lineales (Grendar et al. 2009; Pottiez et al. 2004). Por ello, en el esquema propuesto se ha incluido un polarizador dentro del lazo únicamente como elemento de alineamiento que permite maximizar la potencia obtenida a la salida.

Elementos adicionales

Como elementos adicionales al montaje se influye un amplificador EDFA a la entrada del HNOLM que se utilizará para variar la potencia de entrada y realizar así caracterizaciones de las funciones de transferencia en potencia del lazo.

También se coloca un aislador óptico entre la salida de la fuente el amplificador EDFA de entrada para preservar la fuente de la influencia de posibles reflexiones procedentes del lazo o que puedan ocurrir en los conectores.

5.3.2.2. Configuración inicial: Compresión y mejora del perfil

Como se mencionó en el capítulo 4, el primer paso experimental consiste en el montaje de una configuración inicial, para comprobar la capacidad de compresión y mejora del perfil del lazo. Esta configuración será tomada como referencia en los siguientes estudios.

Utilizamos como entrada al lazo la señal Gain Switching obtenida al polarizar el dispositivo DFB-QPH1550 a $I_{b,ld} = 80$ mA, modularlo con una señal sinusoidal a 20 dBm y 950 GHz. Dicha señal es la entrada GS80, cuya caracterización se ha detallado en el apartado 5.2.2.2.3. Sus características más importantes se resumen en la Tabla 5.2.7.

La configuración escogida para este estudio de funcionalidad de referencia (apartado 5.3.2.1). A la entrada del lazo HNOLM se aplicó la señal de GS80 y se monitorizó la salida utilizando inicialmente el osciloscopio. Una vez observada señal, se realizó un alineamiento del lazo utilizando el controlador de polarización para maximizar la potencia observada a la salida. Tras este alineamiento se procede a aplicar la señal al autocorrelador, a cuya entrada se acopla un amplificador EDFA y también un controlador de polarización para asegurar que a la entrada del autocorrelador la señal óptica está polarizada linealmente, con polarización horizontal. Esto permite registrar señal en el autocorrelador tras una cuidadosa alineación del mismo, que debe repetirse para cada medida. La señal que llega al autocorrelador está en el límite de funcionamiento del mismo tanto en ancho temporal como en nivel de potencia. La mínima señal que permite obtener medidas fiables es de 10 mW de potencia media, según nuestras observaciones, lo que hace necesaria la amplificación previa mediante un EDFA a la entrada del autocorrelador en muchos de los puntos de medida que se evaluarán. Adicionalmente, se realizó la medida del ancho espectral del pulso utilizando el espectrómetro Fabry-Perot. El resultado de esta caracterización de la salida se muestra a continuación:

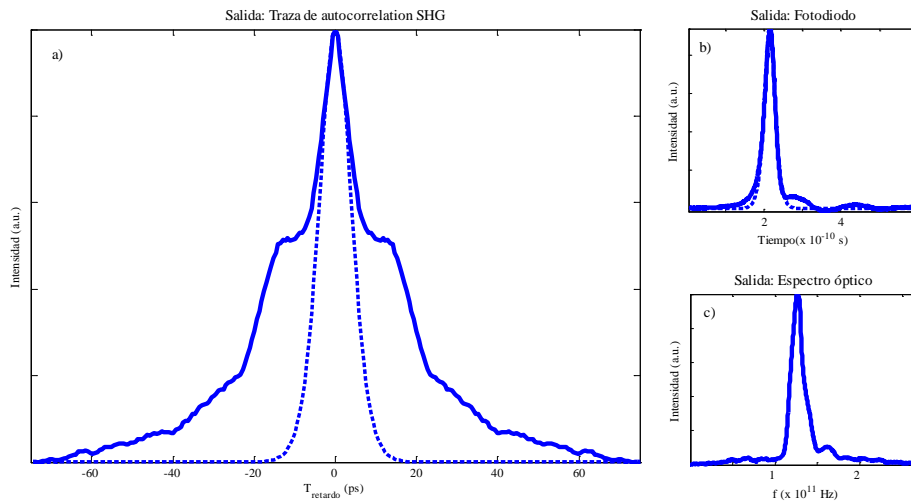


Figura 5.3.18: Salida a) Trazas de autocorrelación junto con el ajuste del pico central a la autocorrelación de un pulso sech (línea discontinua). b) Medida directa con fotodiodo rápido y ajuste a sech del pulso central (línea discontinua). c) Caracterización espectral de la entrada

La traza temporal recuperada mediante TIVI se incluye bajo estas líneas el resultado obtenido. En él aparece una traza que presenta un pulso central acompañado de un bajo pedestal.

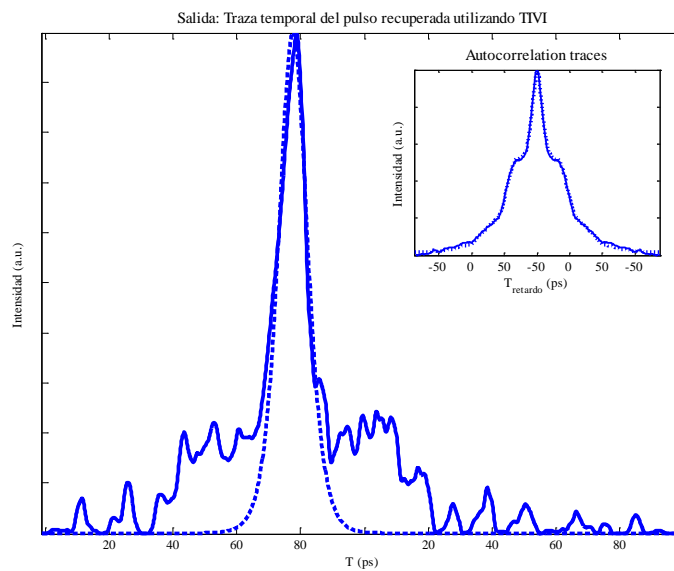


Figura 5.3.19: Perfil del pulso de salida para entrada GS80 y configuración *lazo 1* recuperado mediante TIVI. La línea discontinua es el ajuste del pico central a un perfil sech. Arriba a la derecha se compara la autocorrelación SHG experimental y la autocorrelación de la traza TIVI recuperada.

La siguiente tabla resume las características del pulso de salida y una comparativa con el pulso de entrada para evaluar la mejora de la calidad de los pulsos tras su paso por el lazo HNOLM, para una potencia media de entrada de 1 mW.

	<i>Compresión de pulsos</i>				<i>Calidad de pulsos</i>					
	<i>ACT</i>		<i>TIVI</i>							
	τ_{ACT} (ps)	τ_{pACT} (ps)	τ_{FWHM} (ps)	τ_{pTIVI} (ps)	τ_e (ps)	$P_{pedestal}/P_{peak}$	τ_{10} (ps)	ν_e (GHz)	TBP_e	E_{pd}
<i>Entrada</i>	49	12,3	26	12	31	0,65	76	26	0,8	
<i>Salida</i>	27	5,7	5,4	5,4	12	0,24	39	53	0,63	
<i>Ratios Entrada-Salida (CR)</i>	2,7	2,2	4.8	2,2	2,6	2,7	2	1/2	1,3	2.4
			CR_{FWHM}	CR_p	CR_e	RR_{pd}	CR_{10}	$1/SE_e$	$RTBP_e$	RE_{pd}

Tabla 5.3.6: Evolución del pulso GS80 tras su propagación por el lazo 1 según varias métricas que estudian la compresión y la mejora de la calidad de los pulsos

El lazo óptico no lineal ofrece la compresión de los pulsos GS de entrada en un factor $CR_{FWHM} = 4.8$. El factor de compresión equivalente, que da idea de la mejora de la calidad al incluir la importancia de los pedestales, mejora en un valor igual a $CR_e = 2.6$ veces. El producto TBP_e , experimenta una mejora menos acusada, y disminuye en un factor de 1,3 veces.

El efecto del lazo no lineal ha sido el de aislar y comprimir el pulso principal que formaba la compleja entrada Gain Switching aplicada a su entrada. Se ha reducido su ancho y la duración y altura de sus pedestales (de Dios et al. 2010).

Una vez evaluado el comportamiento del lazo para una potencia de entrada, es interesante observar si su funcionamiento como compresor se extiende en otras condiciones de entrada. Para ello, evaluamos de manera experimental la función de transferencia en potencia del dispositivo y también cómo evolucionan los factores de compresión CR_e , CR_{FWHM} y el TBP_e cuando la potencia media de la entrada varía desde 0.5 mW hasta 30 mW. Los resultados se muestran en la Figura 5.3.20.

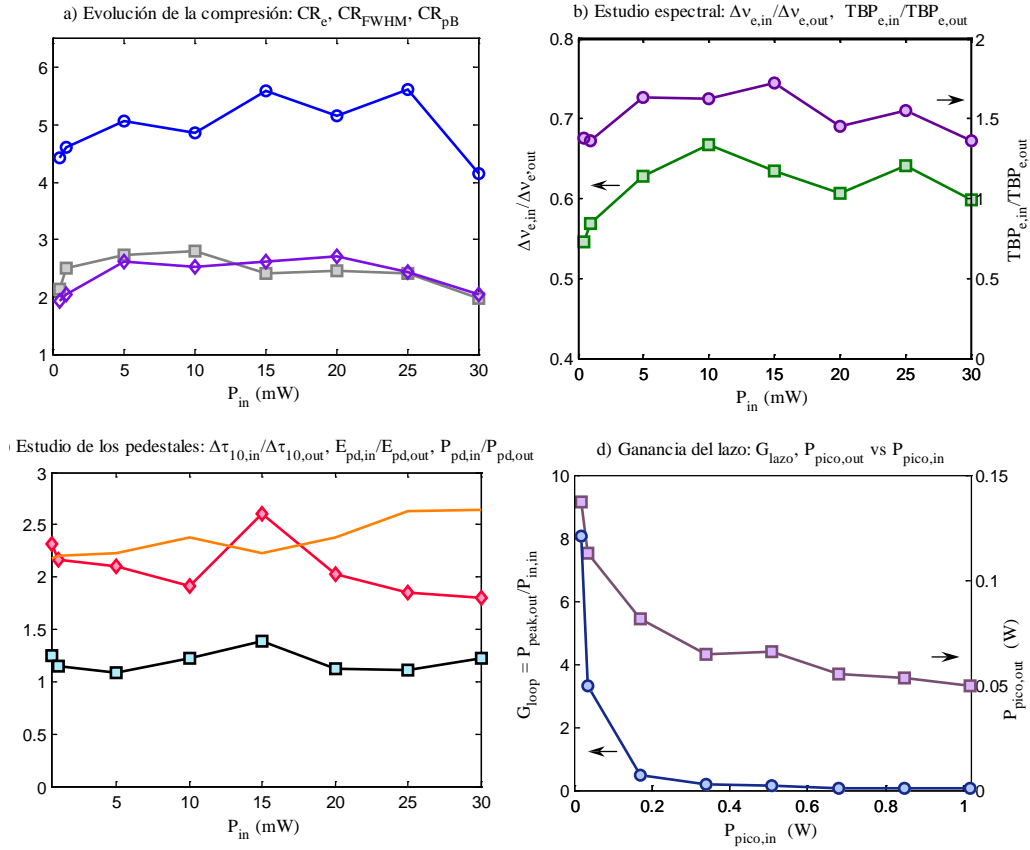


Figura 5.3.20: Evolución de la calidad de pulso al variar la potencia de los pulsos de entrada. a) Estudio de la compresión: Círculos: CR_{FWHM} ; cuadrados: CR_{pB} ; diamantes: CR_e . b) Estudio espectral. Círculos: $TBP_{e,in}/TBP_{e,out}$; cuadrados: $\Delta v_{e,in}/\Delta v_{e,out}$. c) Estudio de pedestales. Círculo: $\Delta\tau_{10,in}/\Delta\tau_{10,out}$; cuadrado: ratio energía pedestales: $E_{pd,in}/E_{pd,out}$; diamantes: ratio altura pedestales, $P_{pd,in}/P_{pd,out}$. d) Potencia de pico y ganancia del alzo. Círculos: $G_{lazo} = P_{pico,out}/P_{pico,in}$; cuadrado: $P_{pico,out}$

EL HNOLM permite obtener una compresión global de los pulsos a través de dos mecanismos: reducción de pedestales y aislamiento y compresión del pico central. Esto queda patente al observar la evolución del factor de compresión de dicho pico central CR_p y la disminución del ancho equivalente CR_e . Otras métricas, como la disminución de la energía de los pedestales no experimentan una disminución tan elevada. El pulso central, al ser más estrecho acumula menor energía, que es comparable a la de los pedestales que quedan, lo cuales a pesar de reducir su altura en un factor del entorno de 2 y su ancho al 10% en una cantidad similar, pueden albergar una energía comparable a la del pico central estrechado. Respecto del la calidad del pulso evaluada según su producto tiempo-ancho de banda equivalente TBP_e , los

resultados muestran que éste disminuye, lo que implica que el pulso es de una calidad mayor. tendencia.

La compresión a FWHM, el comportamiento del sistema depende de la potencia de entrada. Si bien es cierto que para todo el rango estudiado existe compresión y mejora del perfil, mejores resultados se obtienen para una potencia media de entrada entre 15 y 25 mW, donde el factor de compresión FWHM alcanza 5.3. Respecto a la compresión equivalente y del pico central, se observa que tras un leve crecimiento inicial, se mantienen estables. El sistema ofrece también ganancia neta para potencias de entrada bajas. También se ha observado que el ancho espectral de los pulsos aumenta tras su propagación por el lazo, lo que es un reflejo de los fenómenos no lineales en los que se basa la compresión obtenida.

5.3.2.3. Estudio de la influencia del punto de trabajo del amplificador

En este apartado se detallan los resultados hallados al estudiar el comportamiento del lazo de referencia, cuando se varían factores relacionados con el propio dispositivo. Esto abarca un primer estudio, que es el detallado en este apartado en el que se aborda el cambio en el punto de polarización del amplificador. Tras estos resultados se presentarán los obtenidos al utilizar el segundo SOA, descrito en el apartado de montaje experimental.

Al variar al punto de polarización del dispositivo estamos variando la ganancia en pequeña señal que ofrece y también la potencia de saturación a la salida. Utilizando la información facilitada por el fabricante junto con medidas experimentales realizadas para caracterizar el amplificador, los puntos de trabajo considerados para el amplificador se describen en la siguiente tabla:

<i>I_b</i> (mA)	60	80	100
<i>P_{out, sat}</i> (mW)	1	3.1	6
<i>G</i> (<i>P_{in}</i> = 0 dBm/10 dBm) (dB)	5/-6 *	7/-4*	10/2*

Tabla 5.3.7: Puntos de trabajo considerados para el amplificador. (*) El amplificador está saturado

En la Figura 5.3.21 aparecen los resultados obtenidos en relación al factor de compresión a media altura CR_{FWHM} para el rango de potencias de entrada que abarca desde 0.5 mW hasta 30 mW de potencia media.

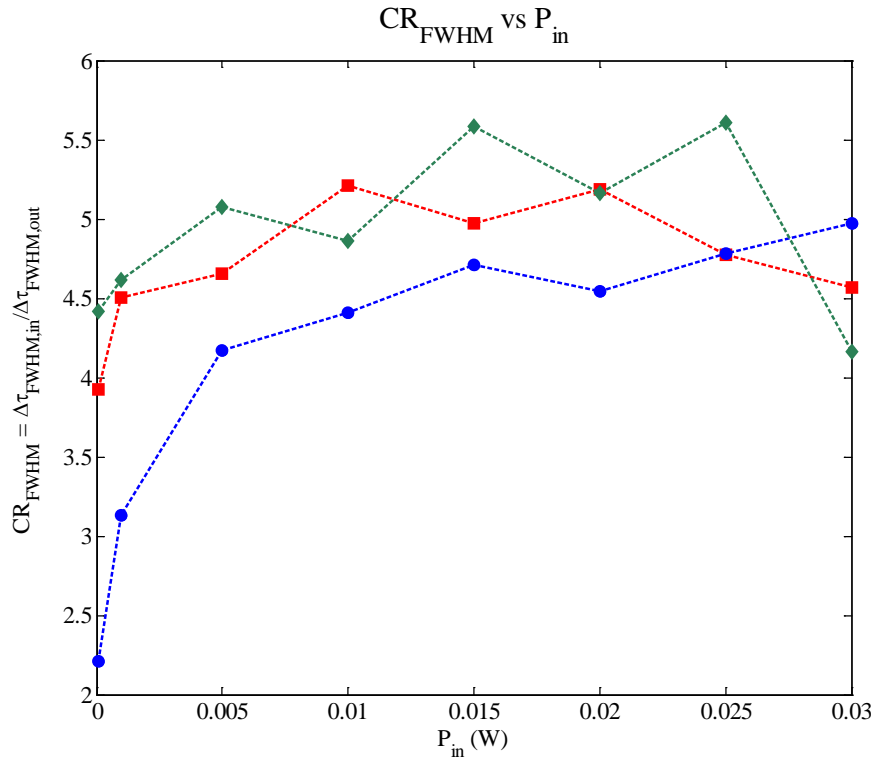


Figura 5.3.21: Evolución del factor de compresión FWHM para varias puntos de polarización del amplificador. Azul: $I_b = 60$ mA; verde: $I_b = 80$ mA; rojo: $I_b = 100$ mA,

Se observa que el factor de compresión crece desde un valor mínimo que aparece para potencias más bajas en todos los puntos de trabajo del amplificador. Tras ello, el factor de compresión llega a un máximo rápidamente del que se aleja lentamente una vez que crece la potencia. Para menor ganancia en el amplificador, ese máximo no se ve claramente, ya que la traza sigue creciendo para el valor más alto estudiado. Para el SOA trabajando a $I_b = 80$ mA, el factor de compresión el máximo aparece a potencias altas, pero sí se observa dentro del rango de trabajo y ocurra para $P_{in} = 25$ mW, de modo que aumentar la ganancia rebaja la potencia de entrada para la que se observa una compresión mayor. Si el amplificador se polariza a $I_b = 100$ mA el máximo de potencia ocurre para 10 mW de potencia media a la entrada. Si bien, dicho máximo es menor que el descrito para $I_b = 80$ mA. Igualmente se observa que el factor

de compresión disminuye tras este máximo, así la compresión describe una parábola centrada en valores menores de la potencia al crecer la ganancia de trabajo del SOA.

Estudiando el factor de compresión equivalente, CR_e , el comportamiento es similar. Para el menor valor de la ganancia en el amplificador, el factor de compresión es menor y alcanza un máximo dentro del rango de estudio, en 5 mW a la entrada. Tras esto decrece de una manera contenida y se estabiliza después. Para el siguiente valor de polarización del amplificador, con $I_b = 80$ mA, la compresión equivalente es mayor y alcanza su máximo en 20 mW a la entrada y decae rápidamente. Cuando la ganancia del amplificador se encuentra en su punto de trabajo de mayor ganancia, el máximo de CR_e aparece para 10 mW a la entrada, siendo este punto el de mayor compresión de todos los estudiado, dando un valor de 2.8. A partir de aquí, decrece y se estabiliza.

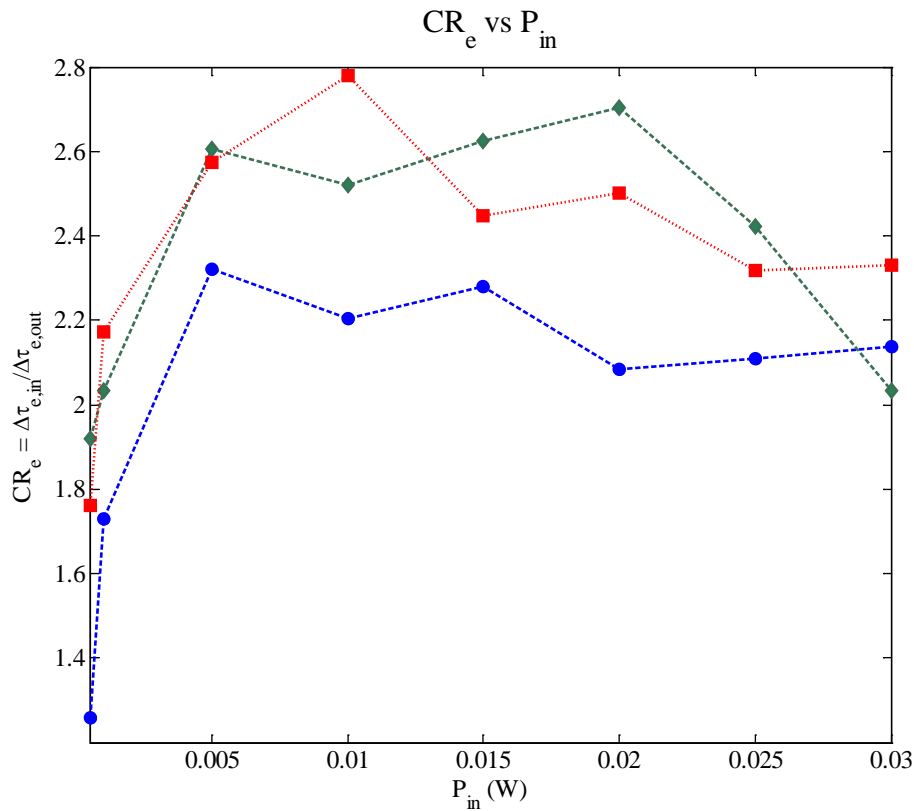


Figura 5.3.22: Evolución del factor de compresión equivalente para varias puntos de polarización del amplificador. Azul: $I_b = 60$ mA; verde: $I_b = 80$ mA; rojo: $I_b = 60$ mA

El comportamiento del factor de compresión equivalente difiere en ciertos puntos del observado para CR_{FWHM} por lo que la eliminación de pedestales es más

eficiente a bajas potencias de entrada, mientras que la reducción del pico central es más acentuada a mayores potencias y para el punto de ganancia intermedio.

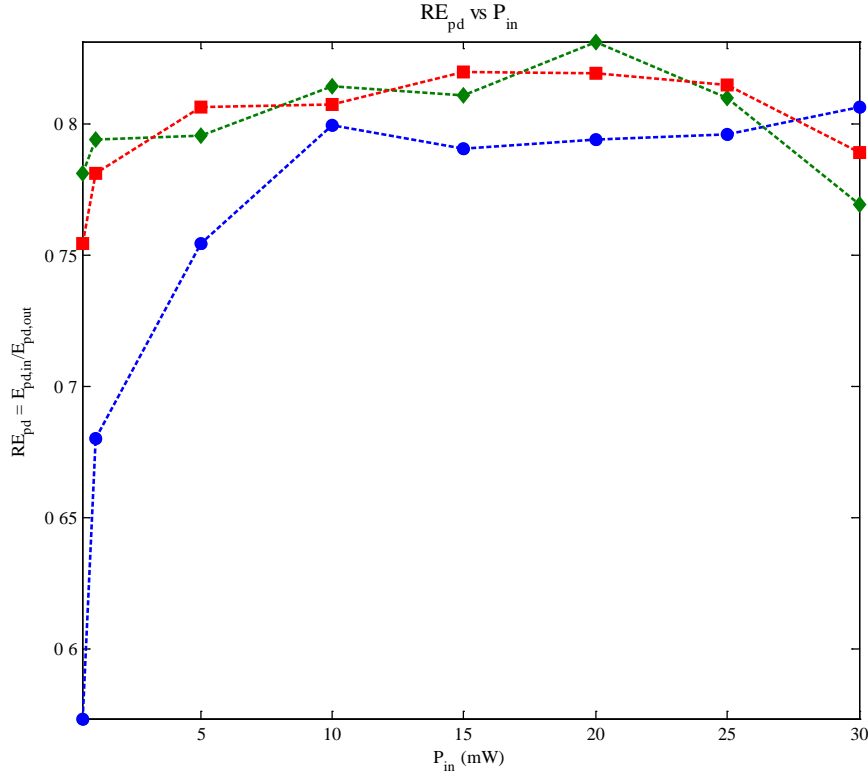


Figura 5.3.23: Evolución de la energía asociada a los pedestales para varios puntos de polarización del amplificador. Azul: I_b = 60 mA; verde: I_b = 80 mA; rojo: I_b = 60 mA

Centrándonos ahora en el estudio de los pedestales. Los resultados se muestran en la Figura 5.3.23. Se observa que la energía asociada a los pedestales es mayor a la salida que a la entrada en todos los casos. Esto indica que al reducirse notablemente el ancho del pulso central, aunque los pedestales son menores en ancho temporal y altura, la energía que albergan es cercana a la que transporta el pulso centra.

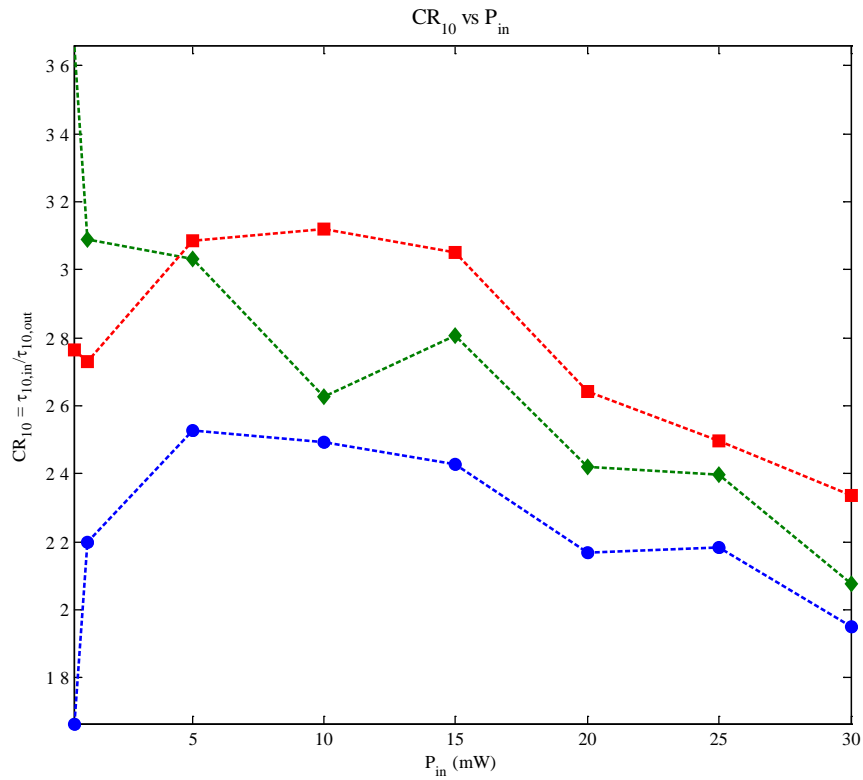


Figura 5.3.24: Evolución del ancho de los pedestales (ancho del pulso al 10% del pico del pulso) para varias puntos de polarización del amplificador. Azul: $I_b = 60$ mA; verde: $I_b = 80$ mA; rojo: $I_b = 100$ mA

Continuando con la evaluación de los pedestales, su ancho al 10%, que permite evaluar la extensión máxima que tiene el pulso dentro del periodo disminuye, y dicha disminución es mayor si aumenta la ganancia a la que se encuentra trabajando el amplificador.

5.3.2.4. Cambio del tipo de amplificador SOA

Consideramos ahora el estudio de la configuración utilizando un amplificador con características diferentes. Este amplificador, el SOA-II: CIP-XN-OEC-1550 (descrito en Tabla 5.3.5) presenta una ganancia en pequeña señal menor pero una potencia de saturación más elevada y una respuesta temporal más rápida.

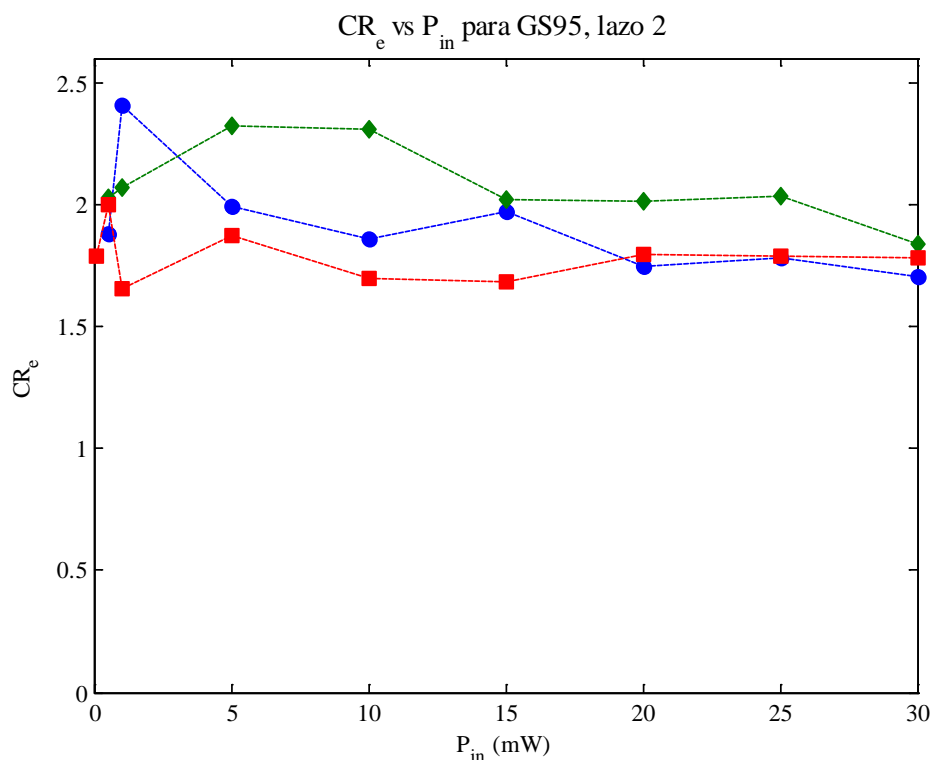


Figura 5.3.25: Lazo 2: factor de compresión equivalente para la entrada GS95 y varios puntos de polarización del amplificador. Azul: $I_b = 60$ mA; verde: $I_b = 75$ mA; rojo: $I_b = 90$ mA

El factor de compresión equivalente es menor en términos generales a lo conseguido con el anterior amplificador SOA. Para el amplificador trabajando a la ganancia menor, $I_b = 60$ mA, se observan factores de compresión menores que en el siguiente punto de ganancia. Para este siguiente punto, con $I_b = 75$ mA, la compresión es mayor, y presenta un máximo entre 5 y 10 mW. Sin embargo, para el punto a $I_b = 90$ mA, la compresión cae para toda entrada y muestra los valores estables entorno a 1.3.

Respecto del factor de compresión FWHM el comportamiento es muy similar al observado en el caso de la compresión equivalente en cuanto a tendencias, si bien, los valores de compresión obtenidos son algo más bajos, estando en el entorno de 2.7 y 4.5, aunque aparece un máximo para $I_b = 60$ mA y potencia media de entrada 1 mW.

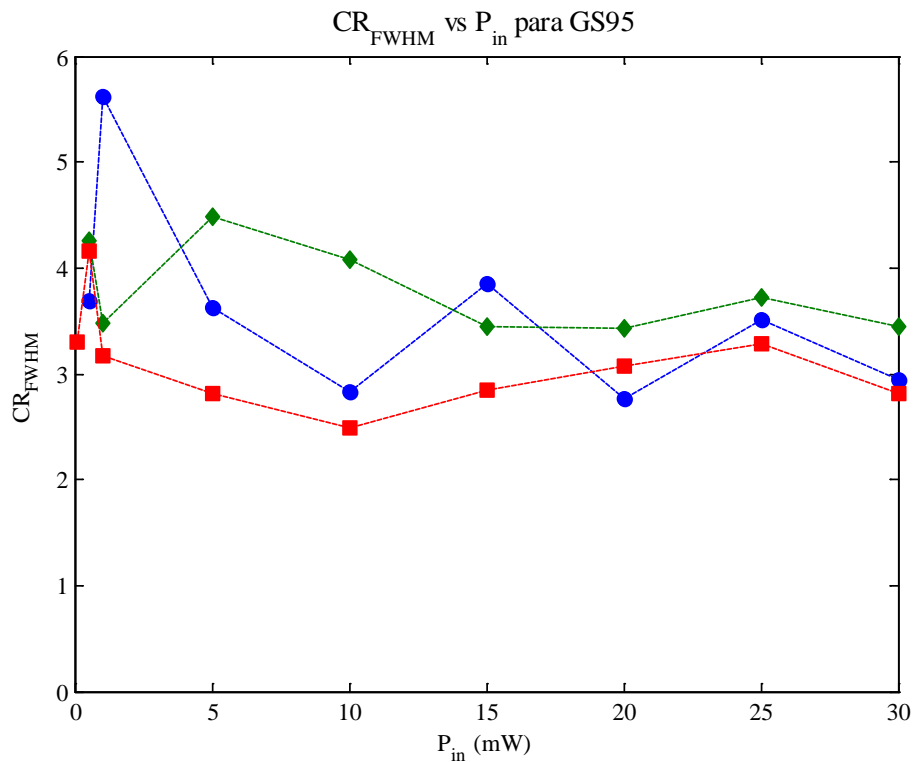


Figura 5.3.26: Lazo 2: factor de compresión equivalente para la entrada GS95 y varios puntos de polarización del amplificador. Azul: $I_b = 60$ mA; verde: $I_b = 80$ mA; rojo: $I_b = 100$ mA

Podemos observar entonces que el segundo amplificador, que presenta una mayor energía de saturación y un tiempo de salida de saturación, que se relaciona con el tiempo de vida de portadores típico, menor, ofrece resultados en términos de compresión más bajos. Esto indica que la una energía de saturación baja, que implica un comportamiento no lineal a potencias menores, ayuda en la compresión. Igualmente, un dispositivo con respuesta rápida, ofrece mejores tiempos para salir del modo saturado, y por lo tanto, del funcionamiento no lineal, más rápidamente.

5.3.2.5. Estudio de la influencia de cambios a la entrada

Una vez estudiado el comportamiento del propio lazo y la dependencia de sus capacidades con factores directamente relacionados con él, como es el punto de trabajo del amplificador incluido y el uso de un SOA diferente buscando mejorar el rendimiento del dispositivo como compresor, en el presente apartado se busca evaluar la estabilidad del lazo frente a cambios externos relacionados con las condiciones de la

entrada aplicada. Se pretende entonces saber si cambios en el perfil, simetría y ancho de la entrada tienen influencia en el funcionamiento del mismo.

Se toma para ello como referencia la configuración referencia con el primer amplificador. Se consideran entonces tres entradas adicionales, cuyas características temporales y espectrales se muestran a continuación se describieron en el apartado 5.2.2.2.

Entrada GS40

Utilizamos como entrada al lazo la señal Gain Switching obtenida al polarizar el dispositivo DFB-QPH1550 a $I_{b,ld} = 40$ mA y modularlo con una señal sinusoidal a 20 dBm y 950 GHz. La siguiente tabla resumen las características más importantes de la entrada GS40.

Para esta entrada, tanto el pico central como el producto tiempo-ancho de banda equivalente, $TPB_e = 0.58$, son menores que en la entrada GS80. La respuesta del sistema compresor en lo referente a los factores de compresión equivalente y de compresión a media altura (FWHM) se muestra continuación.

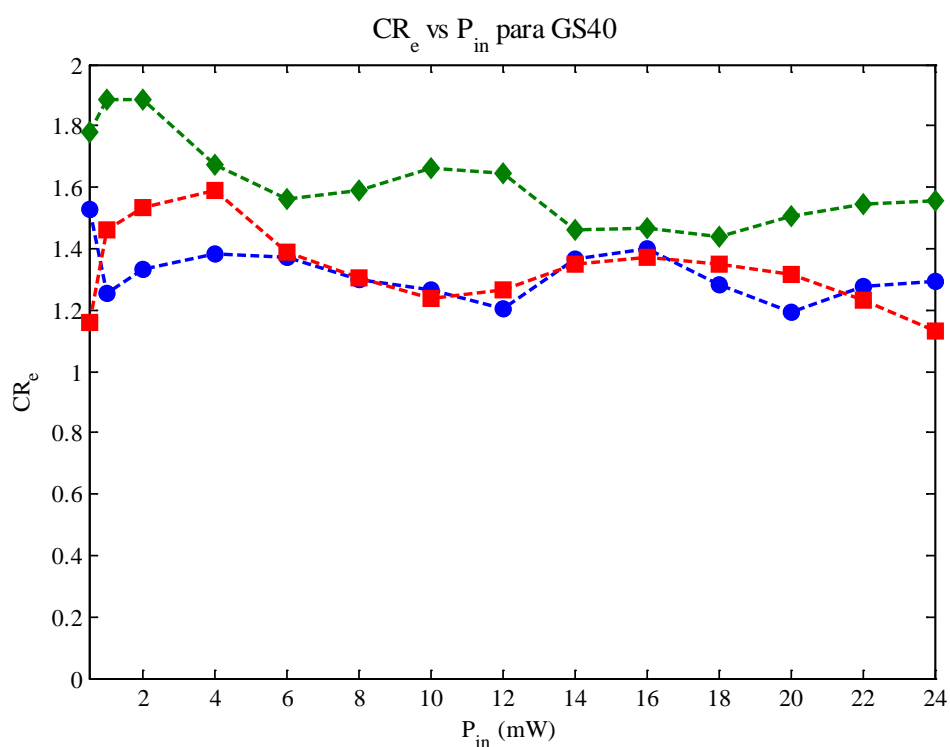


Figura 5.3.27: Factor de compresión equivalente para la entrada GS40 y varias puntos de polarización del amplificador. Azul: $I_b = 60$ mA; verde: $I_b = 80$ mA; rojo: $I_b = 60$ mA

El factor de compresión equivalente es menor en este caso de lo que se constató experimentalmente para la entrada GS80, ya que en su máximo, que lo alcanza a bajas potencias para la ganancia intermedia en el amplificador, sube hasta 1.9. Cuando el amplificador está polarizado a $I_b = 60$ mA, el factor de compresión se mantiene estable entorno un valor bajo. Para el siguiente valor de la ganancia en el amplificador, a potencias bajas, aparece un máximo de la compresión, que llega a 1.6 seguido de una caída que se estabiliza sobre una compresión igual a la mostrada en el punto de polarización anterior del SOA. Cuando el amplificador está polarizado a $I_b = 100$ mA, aparece el máximo de compresión mencionado arriba, de 1.9 veces a potencias más bajas que en la curva anterior, para luego decrecer y estabilizarse a un valor mayor que en los otros dos casos.

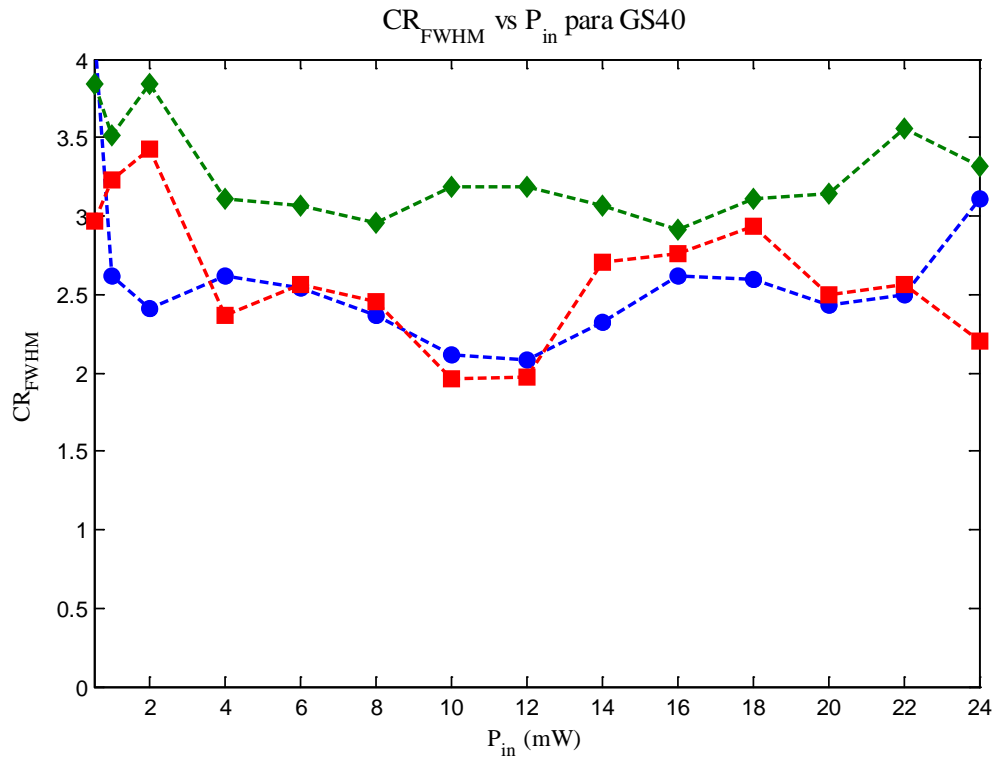


Figura 5.3.28: Factor de compresión a media altura FWHM para la entrada GS40 y varias puntos de polarización del amplificador. Azul: $I_b = 60$ mA; verde: $I_b = 80$ mA; rojo: $I_b = 60$ mA

El comportamiento del factor de compresión global es similar al anterior, pero en este caso, los valores fluctúan más y aparecen curvas con máximos y mínimos locales. Los valores alcanzados son también menores que para la entrada GS80, que

mostraba un ancho FWHM y equivalente más alto. La entrada GS80 ofrecía también menor calidad, ya que $TBP_e = 0.7$.

Entrada GS60

A continuación se muestran los resultados cuando se emplea la entrada GS60, descrita en el apartado 5.2.2.2.2.

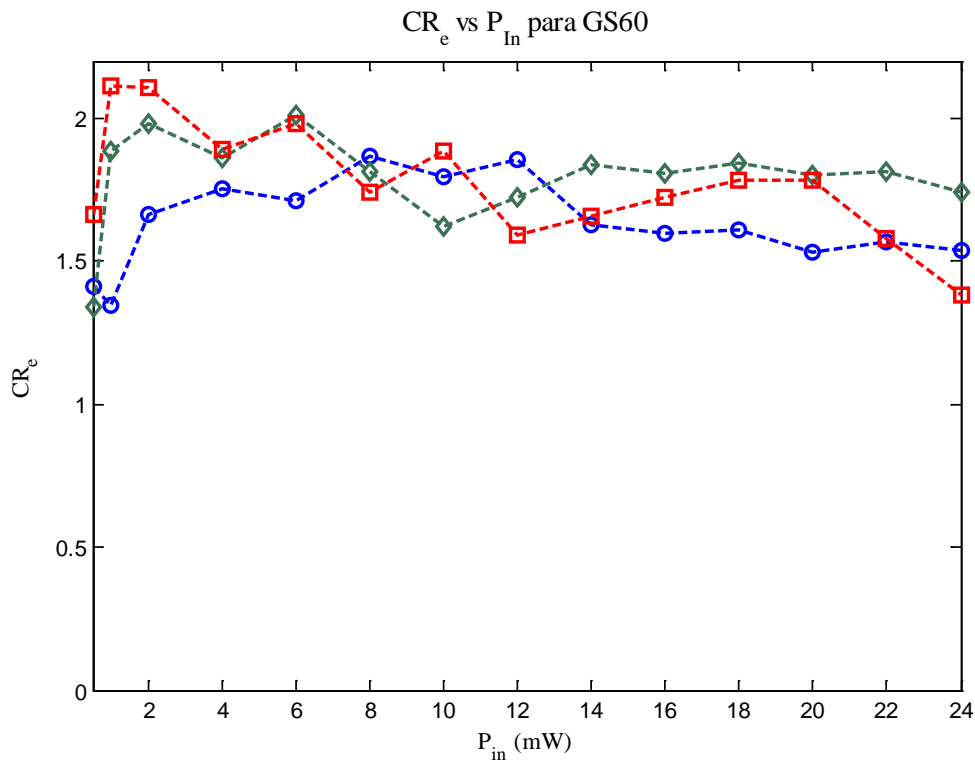


Figura 5.3.29: Factor de compresión equivalente para la entrada GS60 y varias puntos de polarización del amplificador. Azul: $I_b = 60$ mA; verde: $I_b = 80$ mA; rojo: $I_b = 100$ mA

El comportamiento del factor de compresión equivalente es muy estable para los tres puntos de trabajo del amplificador, observándose máximos que según crece la ganancia aparecen para potencias de entrada menores. Respecto del factor de compresión a media altura, cuyos resultados asociados para este caso se muestran a continuación, observamos un comportamiento muy parejo en los tres puntos de polarización del amplificador, dando lugar a un factor de compresión que se desvía poco del valor medio a medida que la potencia de entrada crece o varía la ganancia del amplificador.

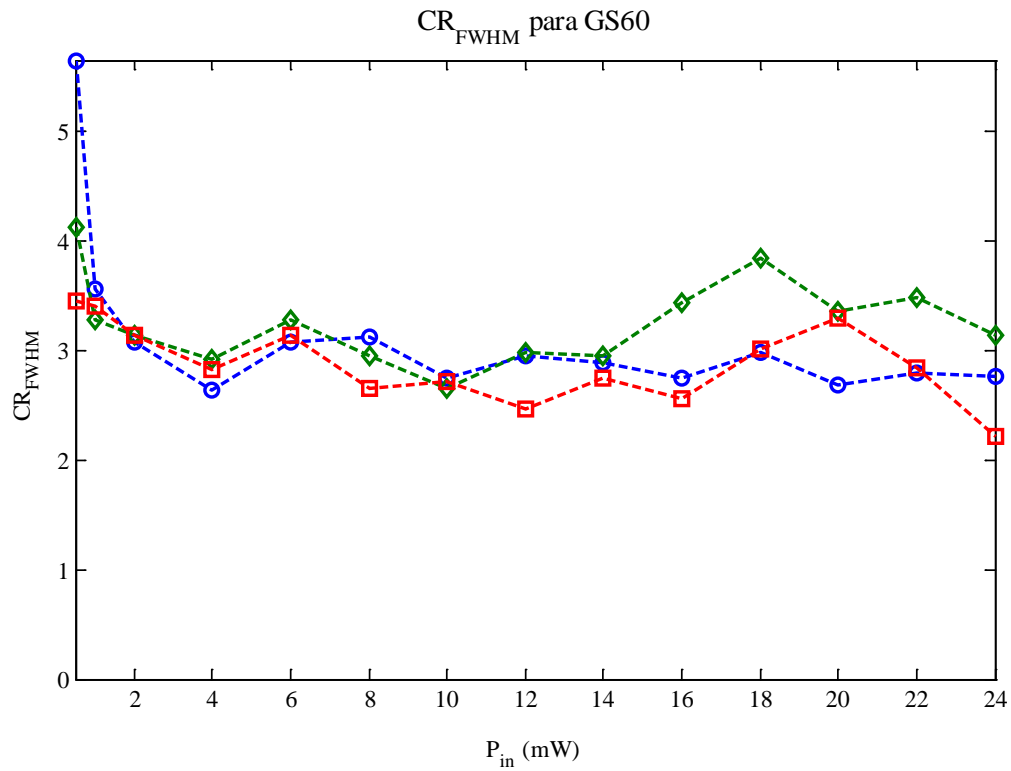


Figura 5.3.30: Factor de compresión equivalente para la entrada GS60 y varias puntos de polarización del amplificador. Azul: $I_b = 60$ mA; verde: $I_b = 80$ mA; rojo: $I_b = 100$ mA

Entrada GS95

La entrada GS95, que también fue descrita en el capítulo 4, es la considerada ahora para estudiar la entrada del amplificador. Sus características más significativas se resumen a continuación:

P_{in} (mW)	τ_e (ps)	τ_{FWHM} (ps)	τ_p (ps)	τ_{10} (ps)	E_{pd} (%)	ν_e (GHz)

Tabla 5.3.8: Resumen de las características más importantes de la entrada GS95

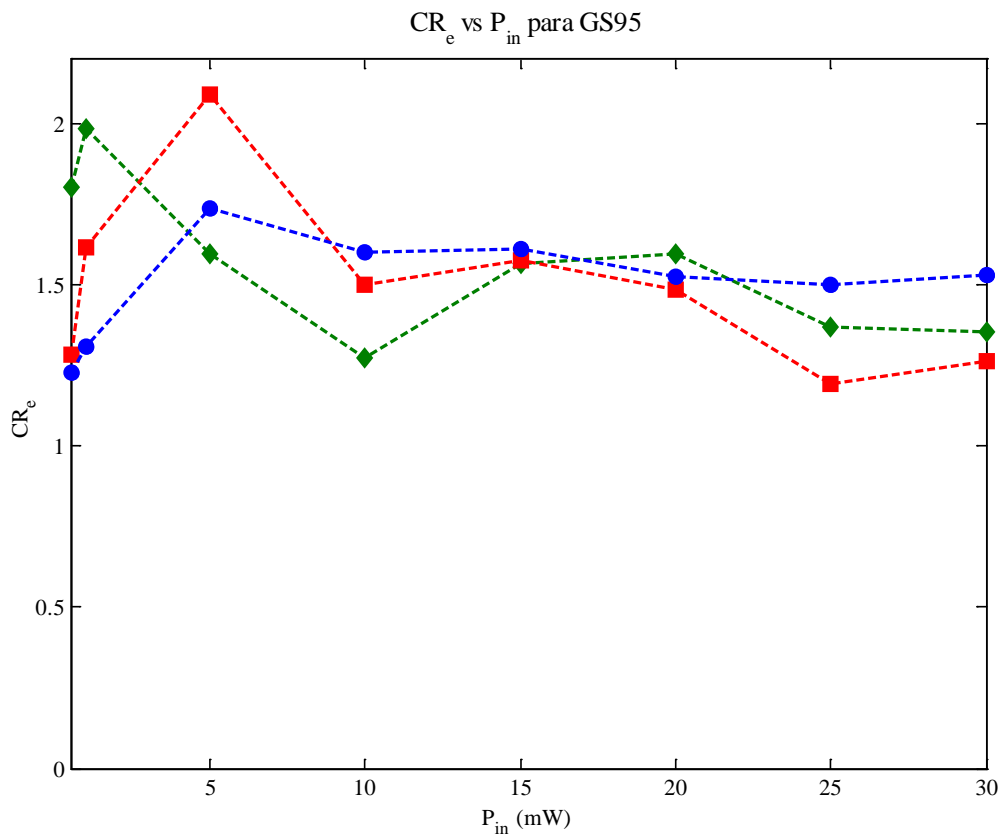


Figura 5.3.31: Factor de compresión equivalente para la entrada GS95 y varias puntos de polarización del amplificador. Azul: $I_b = 60$ mA; verde: $I_b = 80$ mA; rojo: $I_b = 100$ mA

La respuesta de sistema a esta entrada ofrece factores de compresión muy similares a lo que encontramos para las entradas anteriores, pero con un comportamiento menos uniforme, en lo que se refiere al factor de compresión FWHM.

Igualmente, en este caso los factores de compresión para esta entrada, la compresión es estable pero menor que la observada para la entrada GS80.

Respecto a la dependencia de las prestaciones con la entrada, se observa que para las entradas GS40, GS60 y GS95, los factores de compresión que se han obtenido son similares y el dispositivo ofrece una capacidad de compresión estable a cambios a la entrada. Para la entrada GS80, que presenta un mayor ancho de pulso inicial y una menor calidad, en términos de TBP_e , la compresión es algo mayor.

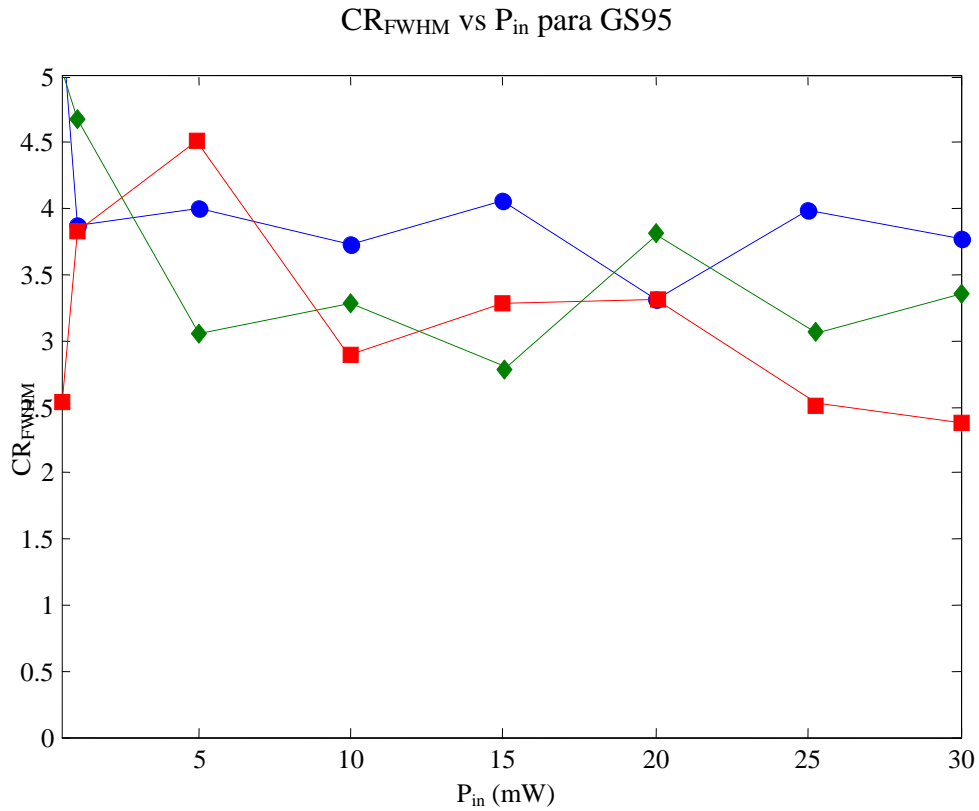


Figura 5.3.32: Factor de compresión equivalente para la entrada GS95 y varias puntos de polarización del amplificador. Azul: $I_b = 60$ mA; verde: $I_b = 80$ mA; rojo: $I_b = 100$ mA

5.4. Modelado teórico de las condiciones experimentales

Tras el diseño de la fuente pulsada basada en el conjunto que formado por un dispositivo Gain Switching basado en diodos láser COST junto con un compresor de lazo no altamente no lineal HNOLM se plantea en este capítulo el estudio y análisis de los resultados obtenidos en comparación con modelos teóricos que describen los fenómenos que se encuentran de detrás de su funcionamiento.

Así, se presenta el estudio de la compresión descrita en capítulos anteriores y su dependencia con factores internos y externos al mismo mediante la comparación de con los resultados que ofrecen dos estudios numéricos, considerado el amplificador SOA como un elemento clave de la capacidad como compresor del lazo, ya que la

influencia de la fibra descrita por la automodulación de fase es importante también, pero su trascendencia es ya conocida y ha sido explorada en numerosas ocasiones (Steele 1993);(Khrushchev et al. 1998).

Se comienza con el estudio de las condiciones de compresión en un punto para después pasar a entender el comportamiento del conjunto cuando las condiciones de potencia a la entrada varían, así como la evaluación de los resultados encontrados al cambiar el punto de trabajo del amplificador dentro del dispositivo. La conclusión más importante del estudio es la constatación de que la dinámica no lineal de la fase del amplificador es de suma importancia y merece una especial atención.

5.4.1.Marco Teórico

Tras el estudio experimental presentado en anteriores capítulos se hace necesario comprender que mecanismos están detrás de los comportamientos observados experimentalmente. Para abordar esta tarea se ha establecido un marco teórico de estudio considerando los fenómenos que en la escala temporal y de energías en la que se mueve el presente trabajo tienen importancia para describir el la propagación de pulsos ópticos a través del NOLM propuesto.

Como en otras ocasiones, dividimos los elementos que forman parte del lazo en dos tipos: elementos pasivos y elementos activos. A continuación se describen las consideraciones que se han tenido en cuenta en cada caso.

5.4.1.1. Elementos Pasivos

Siguiendo la línea establecida en el capítulo 3 al realizar el estudio encaminado a la optimización del lazo basado en amplificador, el modelado que se empleará en el análisis de los resultados experimentales para medio pasivos será también el basado en la ecuación no lineal de Schrödinger incluyendo los términos dispersivos, la atenuación en la fibra y el término no lineal correspondiente a la automodulación de fase, SPM. El resto de fenómenos no lineales que aparecen en fibras ópticas no se manifestarán de manera relevante en nuestro caso, como se comentó entonces. Reproducimos aquí dicha ecuación por claridad,

$$j \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{j}{2} \alpha_{loss} A - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (5.10)$$

siendo $A(z,t)$ la envolvente del campo, α_{loss} la atenuación en la fibra β_2 dispersión GVD y γ el parámetro no lineal.

5.4.1.2. Elemento Activo: Amplificador Óptico de Semiconductor

A la hora de modelar el elemento activo presente en el diseño propuesto, el amplificador óptico de semiconductor, se considera el uso de dos modelos, cuyas características generales se describen a continuación. Una exposición detallada de la formulación matemática de los mismos se expone en el Anexo 2.

5.4.1.3. Modelo promediado

El modelo promediado, del que se ofrece un resumen a continuación se basa en el propuesto por Agrawal y Olsson, que describe la dinámica de ganancia y fase del amplificador SOA considerando la influencia de los fenómenos interbanda (Agrawal et al. 1989), lo que implica que sus conclusiones son aceptables para pulsos $\tau_p \geq 1$ ps. Este modelo ya fue descrito en el capítulo 3 y su exposición detallada se encuentra en el Anexo 2. Reproducimos aquí sus ecuaciones de tasa para la envolvente del campo y la ganancia:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{g_m}{2} (1 - i\alpha_{lw}) A \quad (5.11)$$

$$\frac{\partial g_m}{\partial T} = \frac{g_0 - g_m}{\tau_c} - \frac{g_m |A|^2}{E_{sat}} \quad (5.12)$$

Es importante resaltar las siguientes aproximaciones tomadas para llegar a estas expresiones:

- El ancho de los pulsos es mayor el tiempo de relajación de los fenómenos intrabanda, $\tau_p \gg \tau_{int} \approx 0.1$ ps, por lo que estos últimos no se consideran.
- Aproximación de índice de refracción efectivo; también el cambio de variable al marco retardado de referencia y la suposición de que envolvente de variación lenta, SVE.

- Se ha considerado una descripción fenomenológica para la dependencia de la susceptibilidad del medio con la inyección de portadores donde el factor α_{lw} aparece como una constante.
- La dispersión GVD experimentada por el pulso al propagarse a través del amplificador se desprecia, siempre que el dispositivo SOA presente una longitud $L_{soa} \approx 500 \mu m$ y $\tau_p \geq 1 ps$.
- La densidad de portadores es uniforme en las dimensiones transversales a la propagación del pulso.

5.4.1.4. Modelo detallado

El modelo resumido en el Anexo 2 se basa en el presentado por Occhi y Guekos (Occhi 2002) y toma de este los puntos clave que permiten ampliar ciertas cuestiones que el modelo anterior no incluye.

Este modelo extiende el desarrollo de la ganancia, incluyendo su dependencia con la longitud de onda y la variación de su ancho espectral y de la posición del pico de ganancia con la inyección de portadores. Así mismo, el factor de acoplo, y las pérdidas no se consideradas tampoco como constantes.

La fase por su parte, descrita gracias al factor α_{lw} , se estudia más en detalle incluyendo la contribución instantánea de efectos intrabanda a través de la constante α_{CH} . Respecto a esta cuestión, y en relación a los fenómenos intrabanda, se considera en la formulación del factor alfa dependiente de éstos, llamado α_m , su dependencia con la densidad de portadores y la longitud de onda a través de la siguiente parametrización (Jin et al. 2007)

$$\alpha_m(\lambda, N) = \alpha_{N_0} + \alpha_{N_1} e^{\alpha_{N_2}(\lambda - \lambda_p(N)) + \alpha_{N_3}(N - N_0)} \quad (5.13)$$

donde α_{N_0} , α_{N_1} , α_{N_2} y α_{N_3} son los parámetros que permiten ajustar las dependencias del factor alfa. La descripción presentada en la ecuación (5.13) incluye la influencia de la longitud de onda de la señal y su relación con el ancho de banda de ganancia del dispositivo y su variación con la inyección de portadores. En la literatura, es muy común considerar que el factor α_{lw} es una constante respecto a estas variables, pero en casos en los que el dispositivo funciona cerca de sus niveles de saturación esta

suposición debe ser revisada y sobre todo, tratándose de un amplificador de semiconductor, donde la falta de realimentación acentúa la dependencia de α con la dinámica del dispositivo (Agrawal et al. 1993).

5.4.1.5. Otras consideraciones

El objetivo de este estudio es comprender las observaciones experimentales. Para ello se emplea la descripción teórica expuesta anteriormente para analizar parte de los resultados prácticos obtenidos. Inicialmente, se explorará los resultados obtenidos al analizar la compresión ofrecida por el lazo y las tendencias de las diferentes métricas que miden la calidad de los pulsos al variar las condiciones a la entrada.

El flujo de seguido para realizar las simulaciones comienza con la construcción de un tren de pulsos que se propagará por el lazo. Es importante resaltar en este punto que el tren de pulsos considerado a la entrada no está formado por pulsos ideales y simétricos, sino que se ha construido partiendo de las trazas temporales experimentales medidas mediante autocorrelación y extraídas utilizando el TIVI. Así, tomando la traza de la entrada cuya propagación se quiere estudiar, se unen ocho pulsos con un perfil igual que el extraído experimentalmente de manera que formen un tren cuya tasa de repetición sea la establecida en el estudio práctico.

El dispositivo se encuentra entrando y saliendo de saturación cada vez que uno de los pulsos lo atraviesan y emplea un tiempo en salir de ese estado que es del orden del tiempo de vida de portadores, lo que implica, que para tasas de repetición del entorno de los gigahercios, el dispositivo aún está influido por el paso del pulso anterior. Considerando un tren de pulsos, podemos simular con mayor detalle su comportamiento. Por otro lado, el amplificador no sólo se ve influido por los pulsos de un mismo tren, sino por los pulsos que se propagan en sentido contrario, lo que también se está teniendo en cuenta en estas simulaciones al incluir en el estado del amplificador al procesar un pulso, la existencia de estos otros pulsos mediante el cálculo de un retardo relativo. Así, cuando un pulso pasa por el amplificador, una vez pasado el mencionado tiempo de retardo, se incluye el pulso correspondiente del tren en sentido contrario que perturbará el estado de ganancia y fase.

5.4.2. Resultados y análisis

El estudio comienza por reproducir las condiciones experimentales que se corresponden con la respuesta del lazo HNOLM a la entrada GS80, descrita en el apartado 5.3.1.1. A continuación se realizará un estudio de los resultados experimentales obtenidos para diferentes puntos de polarización y potencias a la entrada, que fueron presentados en el apartado 5.3.1.2

5.4.2.1. Estudio de la compresión y la mejora del perfil

Compararemos en este apartado los resultados ofrecidos por cada uno de los modelos considerados para el amplificador SOA.

5.4.2.1.1. Modelo promediado

Se toma como referencia para describir el amplificador SOA el modelo promediado que aparece descrito en el Anexo 2. En la siguiente tabla se enumeran los parámetros que se han tenido en cuenta a la hora de realizar las simulaciones, separados en parámetros de la fibra y parámetros relacionados con el amplificador:

<i>Parámetros de la fibra</i>		<i>Parametros del SOA</i>			
L_f	20 m	L_{soa}	600 μm	Γ	0.4
γ	11 (W·Km) ⁻¹	α_g	$2.5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$	V	$1.5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3$
α_{oss}	9dB/Km	N_0	$1.32 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$	α_{qw}	5
β_2	1.59 ps ² /Km	V	$1.5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3$	E_{sat}	5 pJ
		σ	$1 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$		

Tabla 5.4.1: Tabla con los parámetros incluidos en la simulación

La descripción de la fibra ha sido facilitada por el fabricante de la misma y puede consultarse en la Tabla 5.3.1. Respecto a los parámetros del amplificador SOA, para esta configuración se utilizó el amplificador CIP-Photonics NL-SOA. Partiendo de la información facilitada por el fabricante, resumida en la Tabla 5.3.4, y de caracterizaciones experimentales adicionales, como las mostradas en la Tabla 5.3.7, se extáen los parámetros de modelado del amplificador SOA.

Partiendo de la potencia de saturación se puede extraer el tiempo de vida de los portadores en ese caso, τ_c conocida la energía de saturación, E_{sat} . Dado que la energía de saturación del amplificador es $E_{sat} = \hbar\omega_0\sigma / a_g$, donde $\sigma = wd/\Gamma$, es la sección transversal del modo principal, que depende de las dimensiones de la zona activa w y d . En nuestro caso hemos tomado valores típicos para estas cantidades. Obtenemos entonces los valores para el tiempo de vida de portadores de las potencias de saturación experimentales:

<i>Ib (mA)</i>	<i>60</i>	<i>80</i>	<i>100</i>
<i>Pout, sat (mW)</i>	1	3.1	6
<i>τ_c (ns)</i>	5	1.6	0.8

Tabla 5.4.2: Potencia de saturación y tiempo de vida de portadores en el amplificador

Existen otros parámetros del amplificador por explorar. Para el factor de ensanchamiento de línea o factor alfa, se ha considerado un valor típico para este tipo de amplificadores, $\alpha_{lw} = 5$ (Agrawal et al. 1989). Para estimar el valor del factor de acoplo Γ y de la concentración de portadores en transparencia, N_0 se llevó a cabo un ajuste basado en las medidas de la ganancia no saturada para diferentes puntos de trabajo del SOA. Para ello se asumió que el valor de la ganancia diferencial era de $2.5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$. Partiendo de esto y conocido el volumen de la zona activa facilitado por el fabricante se realiza un ajuste lineal teniendo en cuenta que,

$$g = \Gamma g_0 N_0 (I / I_0 - 1), \quad G_0 = e^{gL}, \quad I_0 = qVN_0 / \tau_c \quad (1.14)$$

Tras el ajuste, se extraen tanto el factor de acoplo como la concentración de portadores en transparencia. Sus valores resultantes son los ya adelantados en la Tabla 5.4.1.

A continuación se muestran los resultados del trabajo de simulación. En la Figura 5.4.2, se presenta el perfil de salida simulado. Como puede observarse, se corresponde con el medido experimentalmente, aunque existe una pequeña discrepancia en el pedestal inicial.

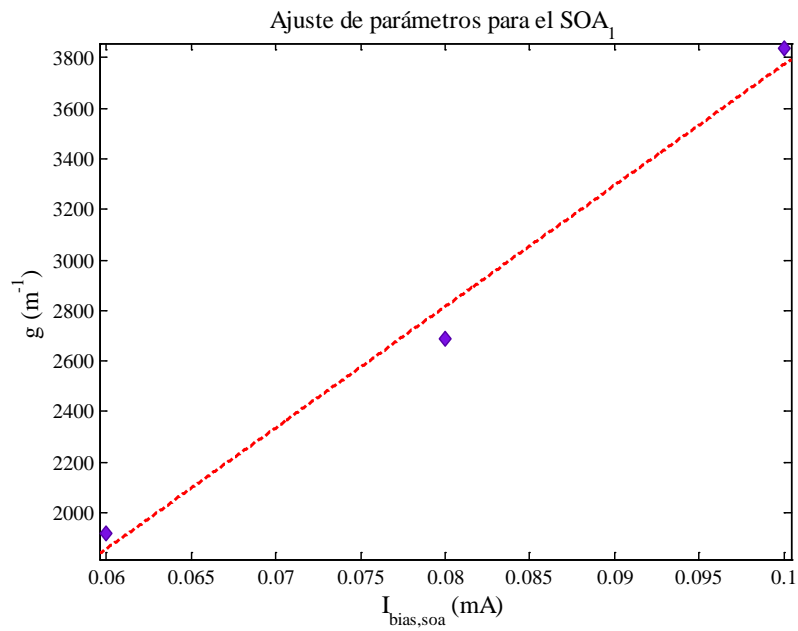


Figura 5.4.1: Ajuste de parámetros para el SOA₁. Diamantes: medidas experimentales. Línea discontinua: ajuste

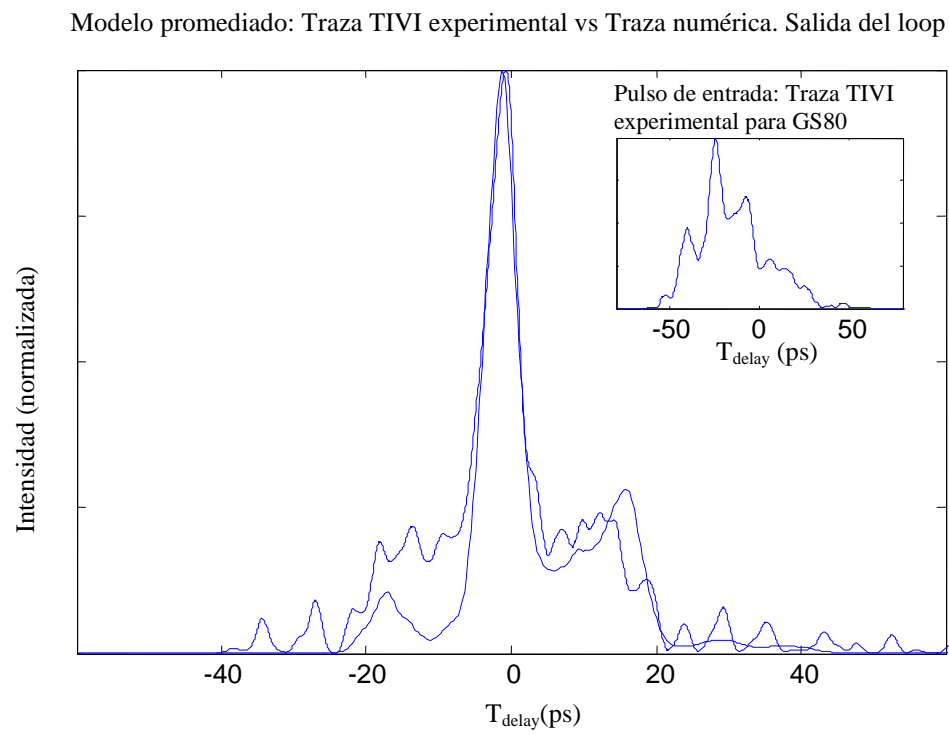


Figura 5.4.2: Análisis numérico de los resultados con el modelo promediado. Traza sólida: Salida experimental. Traza discontinua: Salida teórica. Arriba a la derecha: traza experimental de la entrada

El ancho a media altura de la traza simulada es de 5.3 ps y su ancho equivalente es de 10 ps. La altura del pedestal es el 27% de la altura del pulso y el ancho total al 10% del máximo es de 37 ps. Esto corrobora que los resultados numéricos siguen a las observaciones prácticas.

5.4.2.1.2. Modelo detallado

Consideramos ahora el estudio de las mismas condiciones experimentales que el apartado anterior pero utilizando ahora para modelar el comportamiento del SOA el modelo detallado descrito en el Anexo 2. Para este caso, los valores de los parámetros que intervienen en el modelo se detallan en dicho anexo debido a su extensión.

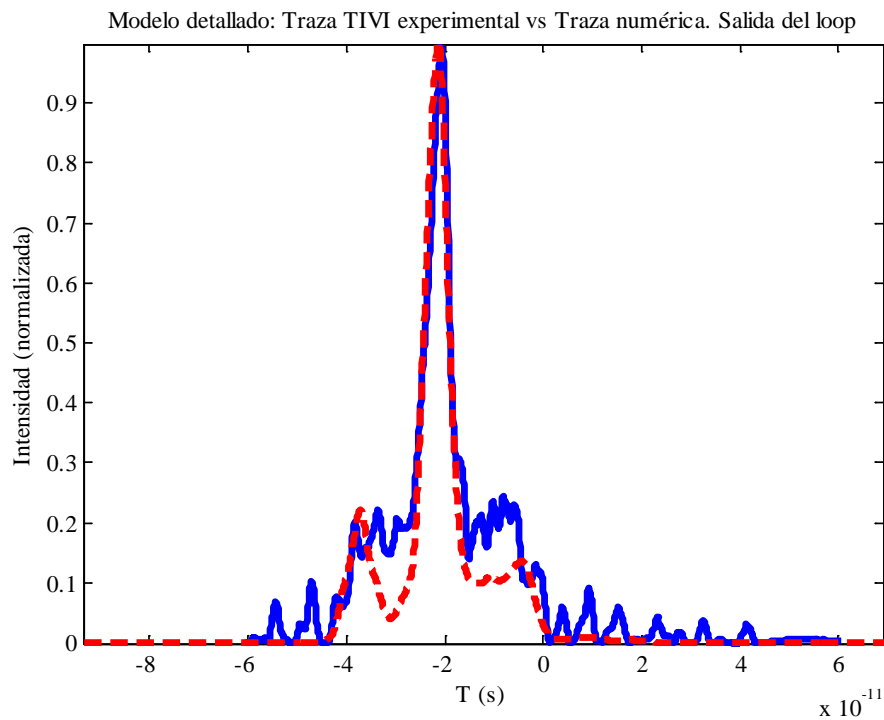


Figura 5.4.3: Análisis numérico de los resultados con el modelo detallado. Trazo sólida: Salida experimental. Trazo discontinua: Salida teórica. Arriba a la derecha: traza experimental de la entrada

Observando la Figura 5.4.3 queda de manifiesto que la coincidencia con los resultados experimentales es también clara cuando se plantea un modelado más detallado. En este caso, la discrepancia también aparece en el pedestal precursor, que aquí presenta una mayor altura, más cercana a la traza medida. El ancho del pulso, la altura de los pedestales y su ancho al 10% coinciden con las medidas experimentales.

Para este estudio, el tiempo de vida de portadores está descrito por su desarrollo en un polinomio de tercer orden, incluyendo así su dependencia con N y los efectos de recombinaciones no radiativas que no exhiben una dependencia lineal con N , sino cuadrática o cúbica.

Otra característica importante de este modelado, es que tiene en cuenta es la dependencia del factor alfa con la densidad de portadores y la contribución instantánea que tienen a su valor total los efectos intrabanda, según la expresión (5.13) comentada. Ambos modelos parecen describir bien el comportamiento del lazo si se considera un punto de trabajo concreto y la optimización y ajuste de los parámetros libres para reproducir unas condiciones dadas.

5.4.2.2. Estudio del funcionamiento del lazo no lineal respecto del amplificador SOA

En este apartado se expone el estudio teórico de los resultados experimentales obtenidos al variar las condiciones de la entrada y del punto de trabajo del amplificador, presentados en apartado 5.3.2.3.

Considerando el modelo promediado, se realizaron estudios de la respuesta del lazo ante una entrada variable en potencia y ante variaciones en el punto de trabajo del SOA. Los resultados obtenidos no permitieron reproducir el comportamiento del compresor ya que no seguían una pauta variable con la potencia de entrada como se constató a nivel experimental ni tampoco para diferentes valores de punto de trabajo del amplificador dentro del lazo. Llegados a este punto, se diseñó una metodología comparativa entre el modelo promediado y el detallado que sí reproducía esas variaciones, pero no con valores que se ajustasen a los valores numéricos medidos. Dado el elevado número de parámetros que entran en juego en el modelo detallado, cuyo ajuste ofrece un amplio rango de libertad, se prefirió ir añadiendo funcionalidades al modelo promediado hasta dar con la ampliación que permitía reproducir los resultados experimentales.

En un primer estudio, se incluyó la dinámica de la ganancia del modelo detallado en el modelo promediado, lo que no permitió mejorar la descripción de las

tendencias. Así, el comportamiento no lineal de la ganancia no apareció como candidato a explicar el comportamiento del amplificador.

En el siguiente estudio, se incluyó el modelado detallado del factor alfa o factor de Henry como dependiente de la densidad de portadores y que incluye el efecto instantáneo de los fenómenos intrabanda. Así, se amplió el modelado de la fase introducida por el amplificador incluyendo un factor alfa descrito por:

$$\alpha_{lw} = \alpha_{N0} + \alpha_{N1} e^{\alpha_{N3}(N-N_0)} \quad (1.15)$$

donde los valores para la parametrización del factor fueron extraídos de los estudios de Jin et al. (Jin et al. 2007) y de Occhi et al. (Occhi et al. 2003), de manera que los parámetros del amplificador son ahora:

Parámetros de modelado del amplificador SOA			
L_{soa}	600 μm	Γ	0.4
a_g	$2.5 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$	α_{N0}	5
N_0	$1.32 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$	α_{N1}	1.56
V	$1.5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3$	α_{N3}	$3 \cdot 10^{-25} \text{ m}^{-3}$
τ_c	156 ps		

Tabla 5.4.3: Tabla con los parámetros del amplificador SOA

En la Figura 5.4.4 se muestran los resultados obtenidos. Como puede observarse, incluir la dependencia del factor alfa α_{lw} con la densidad de portadores en la cavidad permite describir las tendencias experimentales de la compresión ofrecida por el lazo al aumentar la potencia y para diferentes puntos de trabajo del SOA. El comportamiento no lineal del amplificador SOA es por lo tanto clave para describir el comportamiento del lazo óptico no lineal. Por un lado, existen no linealidades asociadas con la evolución de la ganancia que influyen sobre el perfil temporal del pulso, su intensidad y su relación con el perfil a la entrada, que por sí mismas no son suficientes.

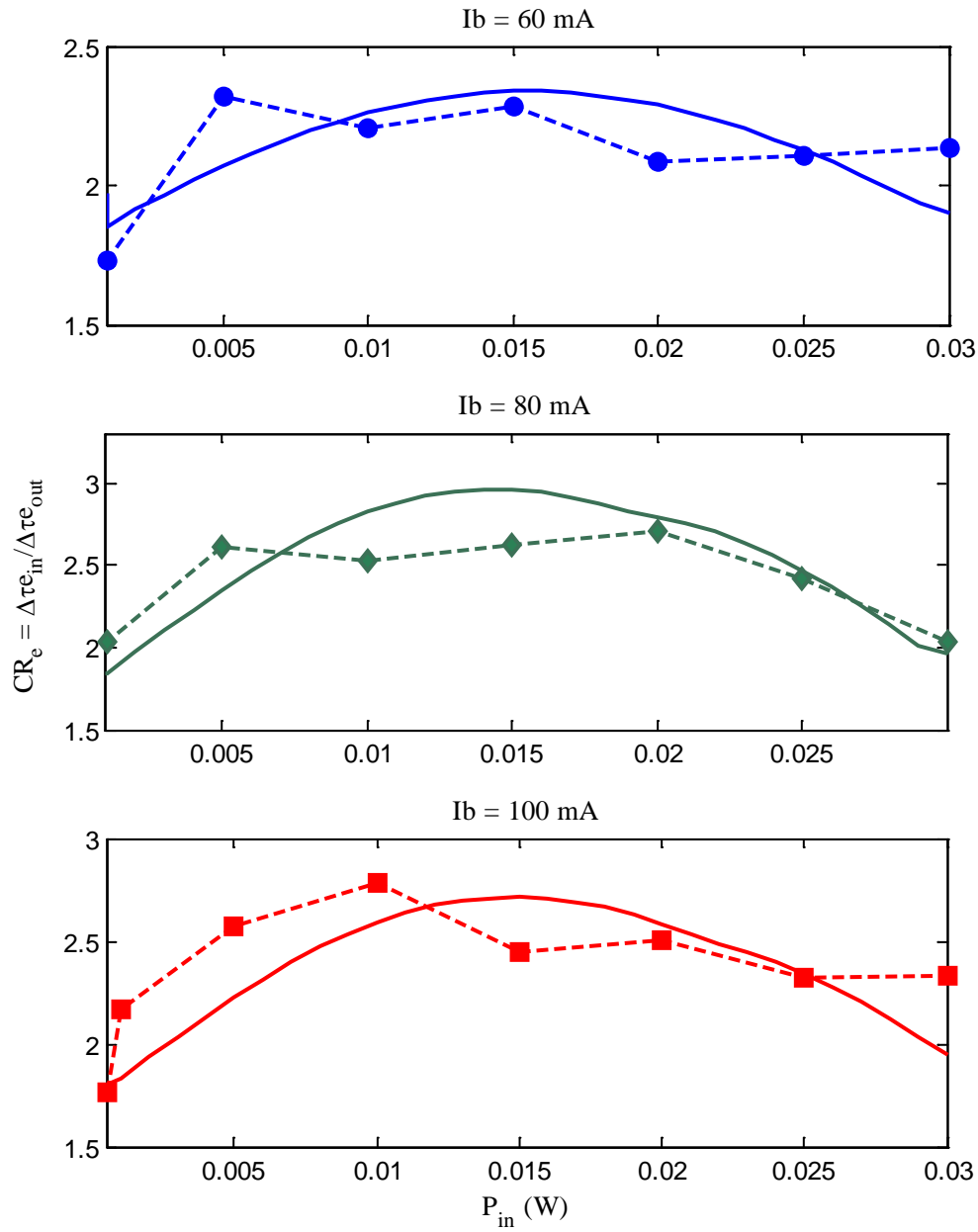


Figura 5.4.4: Evolución de la compresión del ancho equivalente para diferentes puntos de polarización del SOA y diferentes potencias de entrada

Las no linealidades de la fase, dependen tanto del comportamiento de la ganancia como del comportamiento del factor alfa. Al tener en cuenta que bajo las condiciones de trabajo a las que se ve sometido el amplificador, que lo obligan a entrar y salir de saturación con cada pulso y el hecho de que el factor alfa en amplificadores presenta una dependencia con los portadores mucho más fuerte que en un dispositivo

láser (Agrawal et al. 1993), considerar dicho efecto en el caso que nos ocupa permite describir el comportamiento del dispositivo compresor.

5.5. Conclusiones

El presente capítulo expone los resultados del estudio teórico y experimental realizado sobre el régimen pulsado Gain Switching aplicado a diodos láser y la mejora de sus características mediante el uso de un dispositivo compresor de lazo no lineal basado en fibra microestructurada no lineal y el uso de un amplificador de semiconductor SOA altamente no lineal con el fin de comprobar teórica y experimentalmente la viabilidad de una fuente conjunta mejorada.

Como primer paso se ha estudiado la fuente Gain Switching. Ya que esta técnica permite obtener pulso del orden de picosegundos partiendo de cualquier tipo de diodo láser, el estudio aquí presentado se ha centrado en explorar la influencia en las condiciones de funcionamiento del dispositivo de los parámetros que definen el punto de trabajo Gain Switching. Así, se estudia cómo la profundidad de modulación, su frecuencia y el punto de polarización del láser influyen en el comportamiento del dispositivo. Se ha comprobado, a nivel teórico y experimental que aparecen dos regímenes. El primero caracterizado por la aparición de un solo pulso por periodo. En este caso, los pulsos que pueden obtenerse no presentan pedestales y su perfil es casi simétrico. Si bien, el ancho de pulso está por encima de lo que se obtiene bajo el régimen multipulso, en el que aparecen varios subpulsos acompañando al pulso principal por cada periodo, siendo dicho pulso principal más estrecho.

Entrando en detalles del estudio experimental de los láseres Gain Switching, se han evaluado dos fuentes. La primera considera un dispositivo FP emitiendo a 1300 nm. El estudio se ha llevado a cabo utilizando técnicas de detección directas y ha permitido comprobar la influencia de los parámetros que definen la modulación aplicada. En el segundo, se ha empleado un dispositivo DFB, ya que sus características espectrales lo hacen más interesante si la señal óptica va a ser propagada por un medio dispersivo. En este caso se ha realiza un estudio experimental centrado en el régimen multipulso basado en la autocorrelación y su análisis mediante

el algoritmo TIVI, introducido en el capítulo anterior, junto con la caracterización espectral de los pulsos. La recuperación de la traza temporal de los pulsos ha permitido comprobar experimentalmente que éste régimen ofrece subtrenes de pulsos que incluyen un pico principal de ancho menor. La posibilidad de aislar estos picos principales y comprimirlos permitiría conseguir pulsos más estrechos partiendo de este tipo de fuentes.

El estudio del lazo no lineal para implementar esta mejora ha partido de la optimización del esquema propuesto tras el capítulo 2. Sobre esa base, se ha estudiado el funcionamiento y la optimización de la configuración de lazo no lineal incluyendo un amplificador SOA. Para ello se ha comenzado con un estudio numérico cuyo resultado ha sido una optimización del esquema de partida, cuya viabilidad experimental se ha comprobado utilizando una fuente GS basada en un dispositivo DFB.

Ese estudio experimental ha permitido comprobar que existe compresión y mejora de pulso Gain Switching mediante el uso de un lazo óptico no lineal especialmente diseñado a tal efecto, de forma directa, eliminando la necesidad de etapas intermedias. El lazo óptico altamente no lineal HNOLM optimizado tras el estudio teórico permite comprimir los pulso Gain Switching y lo hace a través de dos mecanismos. Primero, permite aislar el pulso de los posibles subpulsos o pedestales que lo acompañan. Segundo, comprime dicho pulso. La combinación de ambos efectos hace factible el aprovechamiento del régimen multipulso de la fuente GS. Esto permite aprovechar los pulsos más cortos que aparecen en este modo de funcionamiento a la vez que evita las suboscilaciones o pulsos satélite que enmascaran el pulso central. Se han alcanzado factores de compresión equivalente que alcanzan un valor de 2.7 y un factor de compresión a media altura máximo de 5.7 veces. Estos resultados han sido objeto de dos publicaciones originales (de Dios et al. 2010);(Lamela et al. 2010)

Así, el conjunto formado por el diodo pulsado y el dispositivo compresor, gracias al acoplo directo entre ambos, constituye en su conjunto una fuente pulsada que ha permitido mejorar la calidad y disminuir el ancho de los pulsos disponibles. El elemento compresor permite también obtener una compresión estable aún cuando las condiciones a la entrada varían, lo que supone una ventaja frente a otras técnicas de

compresión, cuyo funcionamiento depende de las características de la señal a tratar. Los resultados también muestran que la compresión ofrecida puede mejorarse si se estudia en detalle el papel que juega el amplificador dentro del lazo.

Con el objetivo de validar el diseño del lazo no lineal para fuentes GS y de comprender los resultados experimentales obtenidos, se ha realizado un estudio teórico basado en un modelado numérico que parte de dos formulaciones complementarias que han permitido identificar el comportamiento no lineal de la fase del amplificador como un factor importante a tener en cuenta a la hora de entender el funcionamiento del compresor. Esto ha permitido encontrar un modelo adaptado a este problema que será una herramienta clave para la mejora del diseño del lazo no lineal de cara a obtener mejores factores de compresión y de eliminación de pedestales o en la línea de realizar nuevos diseños de lazo adaptados a nuevas condiciones experimentales. Los resultados de este estudio han sido también divulgados a través de una publicación original, aceptada a la fecha de cierre de este documento (de Dios et al. 2010)

5.6. Referencias

- Agrawal, G. P. and C. M. Bowden (1993). "Concept of linewidth enhancement factor in semiconductor lasers: its usefulness and limitations." *Photonics Technology Letters, IEEE* **5**(6): 640-642.
- Agrawal, G. P. and N. A. Olsson (1989). "Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers." *IEEE Journal of Quantum Electronics* **25**(11): 2297-2306.
- de Dios, C. and H. Lamela (2010). "Compression and Reshaping of Gain-Switching Low-Quality Pulses Using a Highly Nonlinear Optical Loop Mirror." *Photonics Technology Letters, IEEE* **22**(6): 377-379.
- de Dios, C. and H. Lamela (2010). "Improvements to long duration low power Gain Switching diode laser pulses using a Highly Nonlinear Optical Loop Mirror: Theory and Experiment." *Journal of Lightwave Technology, IEEE* **(accepted)**.
- Dutta, N. K. and Q. Wang (2006). *Semiconductor optical amplifiers*. Singapore ; Hackensack, NJ, World Scientific Pub.
- Grendar, D., O. Pottiez, et al. (2009). "Effect of control-beam polarization and power on optical time-domain demultiplexing in a new nonlinear optical loop mirror design." *Optical Engineering* **48**(5).

- Jin, W., A. Maitra, et al. (2007). "Temporal Dynamics of the Alpha Factor in Semiconductor Optical Amplifiers." *Lightwave Technology, Journal of* **25**(3): 891-900.
- Khrushchev, I. Y., I. H. White, et al. (1998). "High-quality laser diode pulse compression in dispersion-imbalanced loop mirror." *Electronics Letters* **34**(10): 1009-1010.
- Lamela, H. and C. d. Dios (2010). "Experimental investigation on the quality improvement of low-power gain-switching diode laser picosecond pulses using a compact highly nonlinear optical loop mirror." *Optical Engineering* **49**(5): 055004.
- Occhi, L. (2002). Semiconductor Optical amplifiers made of Ridge Waveguide Bulk InGaAsP/InP: Experimental Characterization and Numerical Modelling of Gain, Phase, and Noise. Swiss Federal Institute of Technology, Zurich. **PhD**: 184.
- Occhi, L., L. Schares, et al. (2003). "Phase modeling based on the alpha-factor in bulk semiconductor optical amplifiers." *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* **9**(3): 788-797.
- Pottiez, O., E. A. Kuzin, et al. (2004). "Easily tunable nonlinear optical loop mirror based on polarization asymmetry." *Optics Express* **12**(16): 3878-3887.
- Smith K, G. E. J., Doran N J, Bird D M and C. K. H (1992). "Pulse amplification and shaping using a nonlinear loop mirror that incorporates a saturable gain." **17**(6): 408.
- Steele, A. L. (1993). "Pulse compression by an optical fibre loop mirror constructed from two different fibres." *Electronics Letters* **29**(22): 1972-1974.
- Wong, W. M. and K. J. Blow (2002). "Semiconductor optical amplifier based nonlinear optical loop mirror with feedback." *Wdm and Photonic Switching Devices for Network Applications Iii* **4653**: 119-133.

Capítulo 6.

Conclusiones

El presente trabajo de tesis ha estudiado la compresión y la mejora del perfil de los pulsos cortos obtenidos mediante fuentes Gain Switching (GS) utilizando para ello un dispositivo basado en los esquemas de lazo no lineal o NOLM. El sistema que se ha descrito combina una fuente GS con un lazo no lineal formado por una fibra óptica microestructurada altamente no lineal y un amplificador de semiconductor no lineal, que permite ofrecer la compresión y mejora del perfil de pulsos asimétricos y complejos de baja energía, en el entorno de los picosegundo en una sola etapa, eliminando así la necesidad de pre-procesado de los pulsos. Esto permite disponer de un sistema menos complejo, más estable y eficiente, y que aproveche una de las cualidades básicas que define a las fuentes Gain-Switching, como es su sencillez y su carácter de técnica directa. Además, se consigue abrir la posibilidad de utilizar el modo multipulso del régimen Gain Switching al ya que el compresor permite aislar y comprimir el pulso principal, lo que pone al alcance de GS la obtención de pulsos con un ancho menor. El resultado del estudio es una fuente pulsada conjunta formada por dispositivos Gain Switching optimizados mediante un esquema compresor de lazo no lineal compacto.

En el capítulo 2 se ha presentado el estudio de los diodos láser bajo régimen Gain Switching ha permitido una optimización de su punto de trabajo y distinguir dos modos de funcionamiento, el modo monopulso y el modo multipulso. Se ha constatado que este régimen ofrece grupos de pulsos por periodo de modulación externa con duraciones de los picos individuales menores que las que aparecen cuando el dispositivo funciona en monopulso. Este modo de funcionamiento, que normalmente ha sido evitado en operación GS, se plantea en nuestro trabajo como un área a explorar ya que permitiría conseguir con este tipo de fuentes pulsos de un ancho menor si el aislamiento de uno de esos pulsos de grupo fuese posible.

El capítulo 3, ha estudiado el funcionamiento de los lazos no lineales o NOLM con el objetivo de proponer un diseño adaptado a la mejora de los pulsos GS, tanto por compresión como por mejora de pedestales. En este punto, se han presentado los resultados del estudio comparativo que ha permitido discernir cuál es la configuración de lazo no lineal que permite la compresión de pulsos Gain Switching atendiendo a sus particularidades, pues son pulsos ópticos en el rango de los picosegundos, que ofrecen bajas energías (en el entorno de pocos pJ), a tasas de repetición de

Gigaherzios, que pueden presentar estructuras complejas con múltiples picos. El arreglo experimental evita el uso de etapas intermedias, lo que permite construir una fuente conjunta compacta, versátil y eficiente. Dicho estudio se ha basado en un modelo paramétrico que trata cada posible elemento del loop como una caja negra descrita por la dispersión, pérdidas, ganancia y fase neta que impone al pulso que pasan a su través. Este modelo ha permitido concluir que los lazos basados en un elemento pasivo altamente no lineal y un elemento activo colocado de manera asimétrica cumplen con varios de los objetivos, ya que permiten un lazo más compacto y ofrecen transmisión para las energías que consideramos. Si bien, el factor de compresión que ofrecen no es elevado, aunque este último resultado será revisado ha sido revisado en el estudio de optimización y experimental que se presentó en el capítulo 5. Como resultado del estudio conceptual expuesto en este capítulo se comprueba la viabilidad del uso de dispositivos NOLM para pulsos Gain Switching y se describe el diseño del dispositivo de lazo no lineal adecuado a los objetivos.

El cuanto al entorno experimental, que ha sido detallado en el capítulo 4, es importante mencionar en estas conclusiones el uso de la técnica TIVI como algoritmo de recuperación en combinación con la información adicional ofrecida por las trazas obtenidas mediante la caracterización directa con el fotodetector ultrarrápido. Esta técnica experimental ha permitido responder al problema instrumental que plantea el estudio de pulsos complejos de baja energía y duración en el rango de los picosegundos. El estudio empleado para obtener los resultados en la presente tesis, permite recuperar la traza temporal de los pulsos, pudiendo así evaluar la subestructura de los mismos para comparar cómo están variando desde que son generados en el diodo pulsado hasta que abandonan el compresor de lazo no lineal. La metodología de caracterización utilizada no ofrece información detallada de la evolución de la fase en cada momento del pulso, pero sí permite evaluar el producto tiempo-ancho de banda TBP para monitorizar, junto con otras cantidades extraídas de la evolución del perfil, el cambio en la calidad de los pulsos.

Una vez planteadas las bases conceptuales y la metodología experimental adaptada al problema que queremos evaluar, la generación y mejora de pulsos Gain Switching, el capítulo 5 ha mostrado los principales resultados obtenidos. Inicialmente se realizó una exploración de los modos de funcionamiento del diodo GS,

comprobandose que el funcionamiento multipulso puede abrir una nueva vía de estudio de este tipo de fuentes. Tras ello, se ha detallado la optimización del lazo no lineal que permite mejorar los pulsos complejos que ofrece la fuente pulsada para seguidamente, realizar un estudio experimental que explora el funcionamiento del lazo compresor en diferentes condiciones. Primero se ofrecen los resultados que corroboran a nivel experimental que el dispositivo compresor se adapta a la fuente GS en condiciones multipulso. La calidad de los pulsos, evaluada en términos de del tiempo equivalente τ_e y del TBP corroboran que la mejora existe, ya que el ancho equivalente se reduce en un factor de 2.6 y el $TBP_e = 1.3$ y a nivel de reducción de ancho a media altura se alcanza una compresión en un factor por encima de 5. Tras esta comprobación, se pasa a evaluar la función de transferencia del lazo no lineal y la evolución de diferentes métricas de calidad de los pulsos al variar la potencia media de entrada entre 0.5mW y 30mW. Esto se hace variando factores intrínsecos al lazo al cambiar el punto de trabajo del amplificador óptico dentro de lazo y también utilizar distintos amplificadores. Los estudios permiten comprobar que el punto de ganancia del amplificador influye en la mejora de la calidad, si bien los valores ofrecidos en cada caso se encuentran cercanos y no aparecen variaciones abruptas de los factores de compresión y mejora. Si nos centramos en un punto de trabajo concreto para el amplificador, al variar la potencia de entrada se observa una tendencia creciente hasta un máximo, siendo estos más pronunciados al aumentar si se coloca el amplificador en un punto más alto de ganancia. El uso de un amplificador diferente, con una respuesta más rápida, menor ganancia pero mayor energía de saturación, los valores de compresión que se alcanzan son ligeramente inferiores al caso anterior. También se ha estudiado el funcionamiento de este compresor cuando se varía el tipo de entrada. Tras todos estos estudios se comprueba que el dispositivo ofrece compresión en todos los casos, aunque su valor neto varíe ligeramente, lo que permite afirmar que su funcionamiento es razonablemente estable, superando a otro tipo de configuraciones NOLM cuyas cualidades sólo se manifiestan en condiciones específicas de diseño del lazo y de tipo de entrada, lo que nos permite disponer de un elemento compresor versátil y con un rango amplio de aplicación.

Si bien, las variaciones observadas en el factor de compresión han merecido un estudio detallado, ya que comprenderlas no llevará a mejorar el diseño del lazo y

obtener unos factores de compresión y mejora de calidad más altos. Así, empleando las herramientas numéricas desarrolladas para el estudio de optimización, se ha realizado un estudio teórico de las condiciones experimentales incluido también en el capítulo 5. Dicho estudio, considera como entrada del lazo los pulsos experimentales caracterizados en el laboratorio y los propaga a través de lazo, donde los parámetros que describen a los amplificadores han sido ajustados para que su comportamiento se corresponda con las características prácticas que estos ofrecen. El resultado más relevante de este estudio ha sido identificar como elemento clave del funcionamiento como compresor de lazo a los amplificadores SOA y como fenómeno físico importante, el comportamiento de éstos en relación a la fase. Así, se ha identificado que la influencia del factor de Henry o factor α sobre el comportamiento del conjunto es muy significativa y su dependencia con la densidad de portadores dentro de la cavidad en cada momento es el efecto que permite explicar los cambios en el factor de compresión que se han observado experimentalmente.

En resumen, el estudio teórico y experimental planteado ha permitido mejorar las perspectivas de aplicación de las fuentes láser Gain Switching al ampliarlas con el uso de un dispositivo de lazo no lineal que mejora su calidad en términos de reducción del ancho disponible y mejora de la influencia de pedestales. Así, una técnica directa, de bajo coste, aplicable a cualquier diodo láser disponible puede ofrecer pulsos de una calidad mejorada sin perder las ventajas que ya ofrecen este tipo de fuentes. El estudio de los fenómenos físicos detrás del funcionamiento de la nueva fuente conjunta abre la posibilidad de mejorar aún más los pulsos que pueden obtenerse, lo que permitirá su uso en nuevos campos en los que los pulsos ópticos son clave.

La obtención de pulsos de pocos picosegundo partiendo de fuentes Gain Switching abre las líneas futuras de este trabajo. Aunque las posibles aplicaciones de una fuente como esta podrían extenderse, nuestro interés se centrará en dos objetivos: aumentar el factor de compresión y realizar un estudio detallado de la energía que los pulsos transportan.

Respecto al aumento del factor de compresión se abren dos posibilidades de trabajo futuro. La primera sería adaptar el diseño del lazo. Por un lado, si se mantiene el interés en obtener un lazo compacto, el emplear fibras ópticas con una no linealidad más elevada, como las basadas en óxido de Bismuto o las que parten de materiales

anfígenos, ofrecen una excelente alternativa. Si bien, eso afectaría a la estabilidad del factor de compresión respecto de cambios a la entrada. Por otro lado, la línea abierta en relación a la influencia clave de las características no lineales de los amplificadores SOA en la compresión que el lazo ofrece un alternativa de estudio.

La segunda línea, plantea la concatenación de varios lazos para conseguir pulsos por debajo de los picosegundos. Ambas líneas apuntan hacia conseguir una fuente de pulsos por debajo de los picosegundos que sería adecuada para aplicaciones como la excitación de antenas en la generación de ondas milimétricas y terahercios. Esto ofrecería una alternativa a otras fuentes utilizadas en este ámbito, más costosas, menos compactas y de montaje menos directo. Para ello, la metodología empleada en esta tesis permitiría diseñar un conjunto de lazos adaptados para conseguir una mayor compresión.

El estudio de la energía que los pulsos obtenidos transportan y su maximización es otra de las líneas a seguir tras este trabajo. Una vez conocido el funcionamiento del lazo y puestas a punto las herramientas de diseño y estudio, existen posibilidades de diseño que permitirían conseguir un lazo compresor con ganancia que permitiese obtener pulsos de picosegundos con elevada energía, que encontrarían cabida en aplicaciones como la imagen médica.

Anexo 1

Propagación de pulsos a través de medios pasivos: Ecuación no lineal de Schrödinger

Como primer paso para establecer las bases que permitan analizar el funcionamiento no lineal de los dispositivos de lazo no lineal y su aplicabilidad a fuentes Gain Switching es necesario describir la propagación de pulso ópticos cortos a través medio pasivos y activos.

En el presente apartado se detalla la propagación de pulsos ópticos cortos a través de medios pasivos, más concretamente, fibras ópticas. El desarrollo presentado se entra en pulsos del entorno de picosegundos y de baja energía, como son los generados por las fuentes Gain Switching.

A1.1 Propagación no lineal de pulsos ópticos

La propagación de pulsos ópticos en medios, como cualquier fenómeno electromagnético, está gobernada por las ecuaciones de Maxwell (Maxwell 1873)

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A1.1})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{A1.2})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_f \quad (\text{A1.3})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{A1.4})$$

Donde \mathbf{E} y \mathbf{H} son el campo eléctrico y magnético respectivamente, \mathbf{D} y \mathbf{B} son las densidades de campo eléctrico y magnético, \mathbf{J}_f es el vector densidad de corriente y ρ_f es la densidad de carga. Como es conocido, estas dos cantidades son las fuentes del campo electromagnético. Cuando un pulso se propaga en un medio óptico, tal como el espacio libre o una guía de onda o fibra óptica, puede adoptarse la suposición de que $\mathbf{J}_f = \rho_f = 0$. En este caso, las densidades de flujo del campo eléctrico y magnético aparecen debido a la propagación del campo a través del medio, según las relaciones:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (\text{A1.5})$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (\text{A1.6})$$

siendo ϵ_0 la permitividad del vacío y μ_0 la permeabilidad del vacío, \mathbf{P} y \mathbf{M} la polarización eléctrica y magnética respectivamente. Para un medio no magnético, como son las fibras ópticas, $\mathbf{M} = 0$.

Partiendo de las ecuaciones de Maxwell, se obtiene la ecuación de onda que describe la propagación de la luz en fibras ópticas. Calculando el rotacional de la ecuación (A1.1) y utilizando las ecuaciones (A1.2), (A1.5) y (A1.6),

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (\text{A1.7})$$

En la que se ha utilizado la relación $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$, siendo c la velocidad de la luz en el vacío. Es ahora necesario conocer la relación que existe entre la polarización

inducida en el medio \mathbf{P} y el campo eléctrico \mathbf{E} que la provoca. Se trata de un problema complejo que requiere hacer uso de un tratamiento cuántico. Sin embargo se puede considerar una aproximación fenomenológica al problema y relacionar ambas cantidades. Esta aproximación es válida cuando la frecuencia óptica del campo incidente está lejos de la resonancia del medio, siendo este el caso de las fibras ópticas para frecuencias ópticas en el rango que va de $0.5\mu\text{m}$ a $2\mu\text{m}$.

La respuesta de cualquier medio dieléctrico a un campo electromagnético intenso es un fenómeno no lineal, y así ocurre por tanto en las fibras ópticas. En origen de dicha respuesta no lineal se encuentra el movimiento no armónico de los electrones bajo la influencia del campo aplicado. Por lo tanto, la polarización inducida en el material no es lineal y puede expresarse como

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} :: \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right) \quad (\text{A1.8})$$

donde $\chi^{(j)}$ es el tensor susceptibilidad de rango j . La susceptibilidad lineal, $\chi^{(1)}$ es la contribución dominante a \mathbf{P} . La susceptibilidad de segundo orden, $\chi^{(2)}$ describe los efectos no lineales tales como la generación de segundo armónico, pero para medios como los cristales de silicio, basados en la molécula simétrica SiO_2 , se anula. Por lo tanto, en la mayoría de las fibras ópticas puede despreciarse y considerar así que no aparecen efectos no lineales de segundo orden en este tipo de medios ópticos. De ese modo, para la discusión posterior, consideraremos los fenómenos descritos por el tensor susceptibilidad de orden uno $\chi^{(1)}$ y de orden tres, $\chi^{(3)}$. En este entorno la polarización puede describirse como formada por dos partes, lineal y no lineal:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A1.9})$$

Siendo \mathbf{P}_L la mencionada parte lineal y \mathbf{P}_{NL} la parte no lineal, cuya descripción en términos del campo es la siguiente,

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (\text{A1.10})$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) :: \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (\text{A1.11})$$

Cabe destacar que esta formulación es válida bajo la aproximación de dipolo-eléctrico, lo que implica que la respuesta del medio es local.

Sustituyendo (A1.9) en (A1.7) llegamos a la ecuación de onda no lineal

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (\text{A1.12})$$

A1.2 Ecuación no lineal de Schrödinger

Para resolver (A1.12) es necesario realizar una serie de aproximaciones. La primera de ellas requiere tratar la polarización no lineal \mathbf{P}_{NL} como una perturbación de la polarización lineal, \mathbf{P}_L . La segunda, implica asumir que el campo mantiene su polarización a lo largo de su propagación por el medio. En la tercera aproximación se supone que el campo óptico es cuasi-monocromático, lo que implica que $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$. Esta suposición es válida siempre que el ancho de los pulsos considerados sea $\gg 0.1$ ps. La última suposición, es considerar que la envolvente del campo varía su amplitud a un ritmo mucho menor que la oscilación ω_0 . Esta aproximación se conoce como *slowly varying envelope* (SVE) o aproximación de envolvente de variación lenta. Esto permite escribir el campo óptico de la siguiente forma:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(\mathbf{r}, t) e^{-j\omega_0 t} + c.c.] \quad (\text{A1.13})$$

siendo c.c. el complejo conjugado de la expresión precedente, \hat{x} es el vector polarización unidad de la luz, asumiendo polarización lineal a lo largo del eje x, perpendicular a la propagación y $E(\mathbf{r}, t)$ es la envolvente del campo. Las componentes de la polarización también pueden expresarse de manera análoga;

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_L(\mathbf{r}, t) e^{-j\omega_0 t} + c.c.] \quad (\text{A1.14})$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL}(\mathbf{r}, t) e^{-j\omega_0 t} + c.c.] \quad (\text{A1.15})$$

Sustituyendo (A1.14) en (A1.10), se obtiene la siguiente expresión para P_L

$$P_L(\mathbf{r}, t) = \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{xx}^{(1)}(\omega) \tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) e^{[-j(\omega - \omega_0)t]} d\omega \quad (\text{A1.16})$$

siendo $\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega)$ la transformada de Fourier de $E(\mathbf{r}, t)$. Para la componente no lineal, de manera análoga, sustituimos (A1.15) en (A1.11).

Antes de continuar, conviene definir la constante dieléctrica del medio dependiente de la frecuencia, cuyo conocimiento será necesario más adelante:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \quad (\text{A1.17})$$

siendo $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ la transformada de Fourier de $\chi^{(1)}(t)$. Las partes reales e imaginarias de $\varepsilon(\omega)$ pueden relacionarse con el índice de refracción, $n(\omega)$ y del coeficiente de absorción $\alpha(\omega)$ tomando,

$$\varepsilon = (n + i\alpha c / 2\omega)^2 \quad (\text{A1.18})$$

Así, podemos llegar a las siguientes relaciones,

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (\text{A1.19})$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \text{Im}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (\text{A1.20})$$

Retomando la evaluación de las componentes de la polarización del medio y recordando que se ha considerado que la respuesta del medio es instantánea, llegamos a

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A1.21})$$

La suposición de que la respuesta no lineal del medio al campo incidente es instantánea. Ello implica que se están despreciando las contribuciones de las vibraciones moleculares a $\chi^{(3)}$, de manera que no se está teniendo en cuenta el efecto Raman. Esta aproximación es válida para pulsos ópticos cuyo ancho temporal esté por encima de 1 ps, ya que para fibras de silicio, la respuesta vibracional ocurre en el entorno de los 60 fs. El siguiente paso implica sustituir la formulación armónica del campo eléctrico descrita en (A1.13) y tomar sólo en cuenta el término que oscila a la frecuencia ω_0 ,

$$P_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} E(\mathbf{r}, t) \quad (A1.22)$$

Siendo ε_{NL} la constante dieléctrica no lineal del medio definida por

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi_{xxx}^{(3)} |E(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (A1.23)$$

El desarrollo que prosigue hasta conseguir una formulación de la ecuación de propagación de pulsos ópticos a través de medios no lineales es más adecuado si se realiza en el dominio de la frecuencia. Para ello debemos nuevamente realizar una serie de asunciones. Primero consideraremos que la constante dieléctrica no lineal del medio ε_{NL} es constante. Así, llegamos a la siguiente formulación de la ecuación (A1.12),

$$\nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (A1.24)$$

Donde $k_0 = \omega / c$ y $\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{NL}$, que implica la generalización de la expresión (A1.17) incluyendo la parte no lineal de la constante dieléctrica. Análogamente, ampliamos también la definición del índice de refracción \tilde{n} y el coeficiente de absorción $\tilde{\alpha}$ que ahora serán cantidades dependientes de la intensidad del campo,

$$\tilde{n} = n + n_2 |E|^2 \quad (A1.25)$$

$$\tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2 |E|^2 \quad (A1.26)$$

Considerando que $\varepsilon = (\tilde{n} + i\tilde{\alpha} / 2k_0)^2$ y recordando las definiciones de ε y ε_{NL} anteriores, encontramos las expresiones para el índice de difracción no lineal n_2 y el coeficiente de absorción de dos fotones α_2

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxx}^{(3)}), \quad \alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} \text{Im}(\chi_{xxx}^{(3)}) \quad (A1.27)(7.1)$$

Siendo coeficiente de difracción real n y el de absorción α , que como se mencionó anteriormente, están relacionados con la parte real e imaginaria de $\tilde{\chi}_{xx}^{(1)}$ respectivamente. El coeficiente de absorción no lineal es muy pequeño en fibras de silicio, por lo tanto $\tilde{\alpha} \approx \alpha$.

Para resolver la ecuación (A1.24) asumimos una solución de la siguiente forma,

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) e^{j\beta_0 z} \quad (\text{A1.28})$$

siendo $\tilde{A}(z, \omega)$ una función de variación lenta dependiente de z , el sentido de propagación, y β_0 viene como consecuencia de considerar el desarrollo en serie de Taylor de $\beta(\omega)$ el número de onda o constante de propagación correspondiente al modo que viaja por la fibra,

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \beta_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6} (\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots \quad (\text{A1.29})$$

$$\beta_n = \left[\frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (\text{A1.30})$$

Para el caso cuasi-monocromático en que $\Delta\omega \ll \omega_0$, el término de tercer orden es despreciable. Esta asunción, en el dominio del tiempo, implica que los pulsos ópticos a considerar deben tener un ancho > 0.1 ps. Cabe recordar ahora que toda la formulación que se está presentado se refiere a fibras ópticas monomodo a través de las que se propaga el modo fundamental HE_{11} . Sustituyendo la solución de forma (A1.28) en (A1.24) el problema se separa en dos ecuaciones, una que describe la distribución espacial del modo en la dirección perpendicular a la propagación y otra que describe la propagación de la envolvente $\tilde{A}(\mathbf{r}, \omega)$ en el dominio de Fourier,

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta}^2] F = 0 \quad (\text{A1.31})$$

$$2j\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2) \tilde{A} = 0 \quad (\text{A1.32})$$

La solución de la ecuación (A1.31) permite relacionar la distribución modal en el plano xy , $F(x, y)$ y el número de onda $\tilde{\beta}$ incluyendo los fenómenos no lineales. Para resolverla, se debe aplicar la teoría perturbacional de primer orden. Por ello, el número de onda se describe como donde $\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta$, donde la perturbación $\Delta\beta$ se relacionada con el término no lineal \mathbf{P}_{NL} . Para más detalles, se sugiere consultar la referencia (Agrawal 2006). Considerando el resultado de ese análisis, sustituyendo en la ecuación (A1.32) y volviendo al dominio temporal, encontramos la *ecuación no*

lineal de Schrödinger, (NLSE), que describe la propagación no lineal de pulsos en fibras ópticas, que constituye el corazón de gran parte del estudio numérico que se presentará más adelante.

$$j\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{j}{2}\alpha A - \frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (\text{A1.33})$$

donde

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (\text{A1.34})$$

es el coeficiente no lineal de la fibra óptica, n_2 el índice de refracción no lineal expresado en m^2/W ($n_2[m^2/W] = 2n_2[m^2/V^2]/(\epsilon_0 cn)$) y A_{eff} el área efectiva del núcleo de la fibra. Si asumimos que la distribución modal $F(x,y)$ es gaussiana,

$$A_{eff} = \pi w^2 \quad (\text{A1.35})$$

donde w es el parámetro de anchura del modo gaussiano fundamental, que depende también de parámetros de la fibra (Agrawal 2006).

Para llegar a la ecuación (A1.33) también ha sido necesario realizar un cambio de variables en el tiempo, tomando $T = t - z/v_g$. Este cambio implica que el tiempo T está tomado respecto a eje temporal que se mueve con el pulso óptico a la velocidad de grupo, v_g , el llamado marco retardado, traducción de la expresión *retarded frame*.

A1.3 Resolución de la ecuación no lineal de Schrödinger

Para resolver la ecuación no lineal de Schrödinger planteada en (A1.33) utilizaremos el método de Fourier de paso dividido o *Split Step Fourier Method* (SSFM), basado en la separación de la ecuación en términos lineales y no lineales, considerando entonces el operador D lineal y el operador N no lineal,

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (\text{A1.36})$$

que en el caso que nos ocupa serán,

$$\hat{D} = -\frac{j}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} - \frac{\alpha}{2} \quad (\text{A1.37})$$

$$\hat{N} = j\gamma |A|^2 \quad (\text{A1.38})$$

Si se considera que el campo se propaga una pequeña distancia h , desde z hasta $z + h$, ello permite suponer que el operador lineal y no lineal actúan de manera independiente. Éste desplazamiento entonces ocurre en dos pasos, un primer paso en que solamente actúan las las nolinealidades, siendo $D=0$ y un segundo paso en que sólo actúa el operador lineal,

$$A(z+h, T) = e^{h\hat{D}} e^{h\hat{N}} A(z, T) \quad (\text{A1.39})$$

La aplicación del método se resume en el siguiente diagrama que ilustra cómo la integración numérica de la ecuación en un paso h se divide en dos sup-pasos, uno temporal y otro espectral,

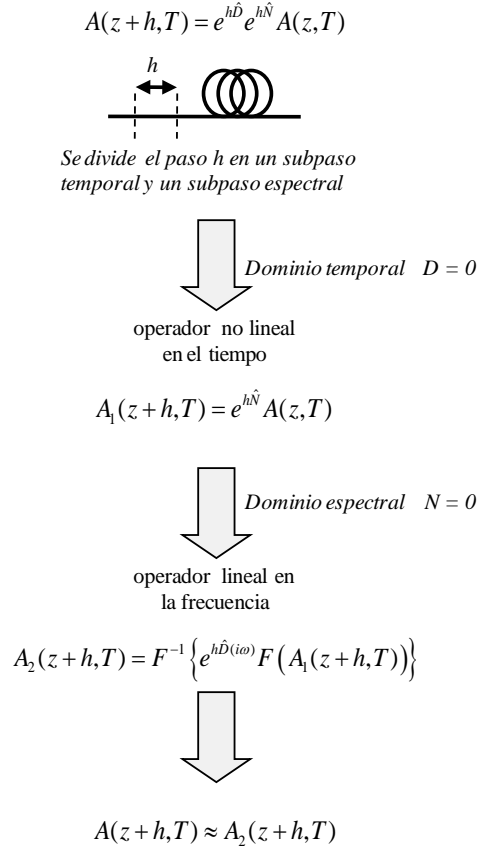


Figura A1.1: Flujo del método de paso dividido en Fourier

La parte correspondiente al operador lineal se realiza en el dominio de Fourier y dado que los operadores diferenciales tiene una expresión sencilla, $F(\partial / \partial T) = j\omega$, el tiempo de computación asociado, si se emplea un algoritmo de transformada de Fourier rápida o Fast Fourier Transform (FFT), se reduce considerablemente.

A1.4 Referencias

- Agrawal, G. P. (2006). Pulse Propagation in Fibers. Nonlinear Fiber Optics (Fourth Edition). San Diego, Academic Press: 25-50.
- Maxwell, J. C. (1873). A treatise on electricity and magnetism [microform] / by James Clerk Maxwell. Oxford :, Clarendon Press.

Anexo 2

Propagación de pulsos a través de medios activos: Amplificadores Ópticos de Semiconductor

En el presente anexo se detalla la propagación de pulsos ópticos cortos, del entorno de picosegundos y de baja energía, como son los generados por las fuentes Gain Switching a través de amplificadores ópticos de semiconductor.

Para ubicar el alcance de los modelos que sirven de herramienta para los estudios que se presentan en este trabajo, es importante ordenar los fenómenos que influyen en la dinámica para así, evaluar su importancia de cara al estudio de pulsos ópticos en el régimen de los picosegundos.

Tanto la dinámica de la ganancia, como la dinámica de la fase de un amplificador óptico se ven influidas dos tipos de transiciones atómicas, las transiciones interbanda y las transiciones intrabanda.

Las transiciones interbanda son aquellas que involucran transiciones entre la banda de valencia y la banda de conducción. Es entonces claro que vienen determinadas por el bombeo eléctrico aplicado al amplificador, la emisión estimulada, la absorción, la emisión espontánea, las recombinaciones no radiativas y la absorción de doble fotón o two photon absorption (TPA).

Los procesos intrabanda, son aquellos que ocurren dentro cada banda y se relacionan con el cambio en la distribución de los portadores dentro de las mismas. Los estados de los portadores dentro de las bandas varían al variar la concentración de portadores libres como ocurre al aplicar bombeo eléctrico, pero también se ven afectados por la absorción de portadores libres o free carrier absorption (FCA), carrier cooling (CC), carrier heating (CH) y spectral hole burning (SHB)¹.

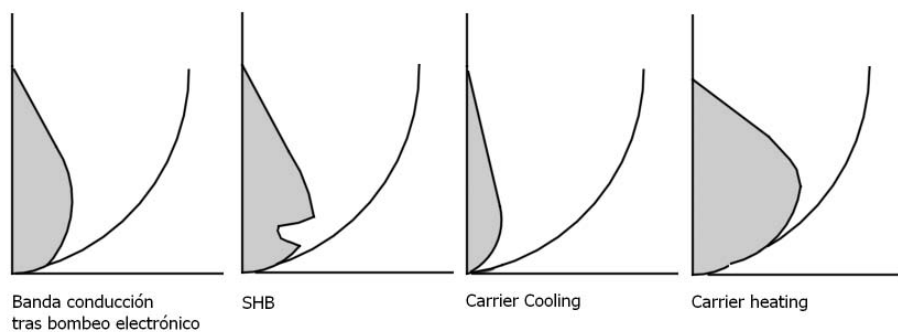


Figura 0.1: Representación de los fenómenos intrabanda

Los tiempos de respuesta de estos fenómenos son muy diferentes y es importante tener este hecho en cuenta a la hora de escoger un modelado adecuado y eficiente para el problema que se quiere estudiar, cuya escala temporal se mueve en las decenas de picosegundos.

La respuesta temporal de los fenómenos intrabanda está asociada al tiempo de vida de portadores en la zona activa, τ_c , cuyo valor suele estar en el entorno de los centenares de picosegundo hasta los pocos nanosegundos. Este tipo de fenómenos son por lo tanto importantes en la escala temporal a la que se circunscribe nuestro trabajo. La respuesta temporal de los fenómenos intrabanda, suele describirse también a través

¹ Se ha empleado las voces en inglés por ser las más ampliamente utilizadas

de constantes de tiempo. Dichas constantes tienen valores en el entorno de los centenares de femtosegundos, lo que implica que estos fenómenos pueden considerarse como instantáneos en nuestro marco de estudio.

A continuación se describe de manera detallada los dos modelos que se han tenido en cuenta a la hora de estudiar los dispositivos SOA. Cada uno considera diferentes aspectos de la dinámica de estos dispositivos y dependiendo del alcance de la evaluación a llevar a cabo.

A2.1. Modelo promediado

El modelo que se detalla a continuación se basa principalmente en el propuesto por Agrawal y Olsson, que describe la dinámica de ganancia y fase del amplificador SOA considerando la influencia de los fenómenos intrabanda (Agrawal et al. 1989), lo que implica que sus conclusiones son aceptables para pulsos $\tau_p \geq 1$ ps. Dicho modelo parte de la siguiente formulación de la ecuación de tasa,

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D\nabla^2 N + \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{g_m}{\hbar\omega_0} |\mathbf{E}|^2 \quad (\text{A2.1})$$

siendo N la densidad de portadores, D el coeficiente de difusión, I la corriente inyectada, q la carga del electrón, V el volumen de la zona activa, τ_c el tiempo de vida de los portadores, ω_0 la frecuencia del campo eléctrico \mathbf{E} .

Retomando los conceptos definidos en el apartado anterior, recordamos que g_m es ganancia por unidad de longitud asociada a la zona activa referida al modo fundamental de la guía dieléctrica. Dicha ganancia está relacionada con la densidad de portadores N . Asumiendo dicha dependencia como lineal de la siguiente manera,

$$g_m = \Gamma a(N - N_0) \quad (\text{A2.2})$$

donde a es coeficiente de ganancia, Γ es el coeficiente de acoplo del modo fundamental y N_0 es la densidad de portadores en transparencia del medio activo.

La propagación del campo viene definida por la ecuación de onda,

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A2.3})$$

siendo c la velocidad de la luz y ε la constante dieléctrica real, que puede expresarse como

$$\varepsilon = n_b^2 + \chi_p \quad (\text{A2.4})$$

Siendo n_b el índice de refracción del material sin bombeo y χ_p la parte de la susceptibilidad que depende de la intensidad del bombeo, lo que en el caso de bombeo eléctrico, se traduce en dependencia de la concentración de portadores. Esta cantidad, depende también de la frecuencia.

Aunque más adelante se entrará con más detalle en la importancia de la dinámica de la susceptibilidad, introducimos aquí el *factor* α , también conocido en la literatura como factor de ensanchamiento de línea o *linewidth enhancement factor* (LEF), o como el factor de Henry (Henry 1982),

$$\alpha_{lw} = \frac{\text{Re}(\chi_p)}{\text{Im}(\chi_p)} = -2k_0 \left(\frac{\partial N}{\partial g_m} \right) \quad (\text{A2.5})$$

El factor α_{lw} juega un papel determinante en muchos de los fenómenos propios de los dispositivos ópticos de semiconductor, como son los láseres y los amplificadores, y para el caso de estos últimos, es determinante a la hora de describir su comportamiento no lineal en relación a la fase.

Para avanzar en la resolución de la ecuación de onda, será necesario realizar una serie de aproximaciones. Al igual que al resolver la propagación de pulsos a través de medios pasivos, suponemos una solución en la que la distribución del campo en el plano xy transversal a la propagación y en la dirección z pueden separarse. Esta aproximación se denomina *aproximación del índice efectivo*, y ofrece resultados satisfactorios tanto para dispositivos con guiado por ganancia como con guiado del campo por índice. Ello lleva a la separación de la ecuación de onda en dos ecuaciones, una que describe la distribución transversal del campo, $F(x,y)$ y de cuya resolución se extraen tanto el factor de confinamiento Γ , como el índice de refracción efectivo de la guía dieléctrica, n_{eff} ; y otra que describe la envolvente del campo a lo largo de la

dirección de propagación z , bajo la aproximación SVE, $A(z,t)$. Más detalles sobre este desarrollo pueden encontrarse en (Agrawal et al. 1989).

Consideramos un pulso óptico descrito bajo la aproximación SVE y con amplitud $A(z,T)$ referida al marco retardado o retarded frame,

$$A(z,T) = \sqrt{P(z,T)} e^{i\phi(z,T)} \quad (\text{A2.6})$$

donde $P(z,T)$ es la potencia óptica del pulso y $\phi(z,T)$ su fase. Para este pulso óptico, las ecuaciones que, según el presente modelo, resumen la dinámica del dispositivo SOA al amplificar dicho pulso son,

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{g_m}{2} (1 - i\alpha_{lw}) A \quad (\text{A2.7})$$

$$\frac{\partial g_m}{\partial T} = \frac{g_0 - g_m}{\tau_c} - \frac{g_m |A|^2}{E_{sat}} \quad (\text{A2.8})$$

siendo $E_{sat} = \hbar\omega_0\sigma/a$ la energía de saturación del amplificador, a el área de la sección transversal del modo principal, $g_0 = \Gamma a N_0 (I/I_0 - 1)$ es la ganancia en pequeña señal del amplificador que depende de $I_0 = qVN_0/\tau_c$, la corriente en transparencia. La ecuación (A2.7) suele separarse en módulo y fase para obtener una expresión que describa la potencia óptica, $P(z,t)$ y otra para la fase, $\phi(z,t)$, aunque en el caso que nos ocupa se ha preferido mantener la ecuación que define la evolución de la envolvente del campo (SVE).

A2.1.1. Consideraciones al modelo

Para llegar a esta formulación se ha realizado las siguientes aproximaciones, que delimitan el ámbito de aplicación del modelo:

- El ancho de los pulsos ópticos debe ser mayor que el tiempo de relajación de los fenómenos intrabanda, $\tau_p \gg \tau_{int}$. Dicho tiempo tiene un valor típico del entorno de los 0.1ps.
- Se ha asumido la aproximación de índice de refracción efectivo; también el cambio de variable al marco retardado de referencia y la suposición de que el campo está definido según la SVE.

- Se ha considerado una descripción fenomenológica para la dependencia de la susceptibilidad del medio con la inyección de portadores donde el factor aparece como una constante.
- La dispersión GVD experimentada por el pulso al propagarse a través del amplificador se desprecia, ya que su efecto es despreciable para amplificadores con longitudes típicas ($L \approx 500 \mu m$) y pulsos en cuya duración sea $\tau_p \geq 1 ps$.
- Considerando que la longitud del amplificador es mucho mayor que la sección de su zona activa, puede asumirse que la densidad de portadores es uniforme en las dimensiones transversales a la propagación del pulso.
- Algunos autores presentan un modelo basado en la ganancia integrada a lo largo de la longitud del amplificador, $h(T)$ que permite llegar a una solución aproximada del problema. En el caso que nos ocupa, se ha desechado este paso ya que queremos estudiar la dinámica del amplificador al procesar un tren de pulsos, no un único pulso aislado. La mencionada simplificación no permita considerar el estado inicial de ganancia y saturación que presenta el amplificador como consecuencia de que a través de éste se propaga un tren de pulsos, no un único pulso aislado.

A2.1.2 Modelado del ruido de emisión espontánea (ASE)

En el presente trabajo se incluye el ruido de emisión espontánea dentro del modelado de los dispositivos amplificadores ya que es un factor que influye en el comportamiento de la ganancia del dispositivo, al ser luz que se encuentra dentro de la cavidad y que contribuye a la compresión y saturación de la misma.

A la hora de modelar el comportamiento de los dispositivos SOA, se hace casi imprescindible incluir el ruido de emisión espontánea o amplified spontaneous emission noise (ruido ASE). Este fenómeno, cuyo origen físico es la emisión espontánea presente en los dispositivos emisores optoelectrónicos, tiene un impacto determinante sobre su dinámica, debido a que este fenómeno también consume portadores y por lo tanto influye en la distribución espacial y temporal de los mismos

y depende a su vez de las características y propagación de los pulsos ópticos a través del amplificador.

En la literatura, las aproximaciones al modelado de este fenómeno se acercan al problema desde dos ópticas diferentes, dependiendo de si el fenómeno del ruido es considerado como un proceso estocástico o si por el contrario, es tratado como un proceso determinístico. Este último enfoque trata el ruido desde el dominio de la frecuencia, incluyendo ecuaciones separadas para el ASE y para la propagación de la señal, de manera que la interacción entre ambas señales se desprecia. Por otro lado, en un tratamiento estocástico, circunscrito al dominio temporal, el ruido se modela como un proceso ruido blanco Gaussiano añadiéndose entonces términos lineales a las ecuaciones de tasa que suelen denominarse fuerzas de Langevin. Este planteamiento permite incluir en el modelado la amplificación de todas las señales presentes y de los términos de batidos entre las señales y el ruido, facilita el estudio de sus propiedades estadísticas, siendo además aplicable a pulsos ópticos cortos (de Melo et al. 2008). Dentro de este marco, pueden además encontrarse diferencias según si el planteamiento que se sigue a la hora de estudiar la densidad espectral de los términos de ruido, pudiendo ser el cálculo semiclásico o cuántico (Shtaif et al. 1998).

Para actualizar el modelo descrito por las ecuaciones (A2.7) y (A2.8) e incluir el ruido ASE, se considera en adelante un planteamiento estocástico semiclásico (Bilenca et al. 2005), que se refleja en la inclusión del término de ruido en la ecuación que gobierna la propagación del campo a través del medio con ganancia, lo que convierte a la ecuación de propagación del campo por un amplificador SOA en una ecuación diferencial en derivadas parciales estocástica (*stochastic partial differential equation, SPDE*)

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{g}{2}(1 - i\alpha_{lw})A + f_{ASE}(T, z) \quad (\text{A2.9})$$

siendo $f_{ASE}(T, z)$ la fuerza de Langevin que describe la contribución al ruido hecha por los procesos de emisión espontánea. Dicha fuerza de Langevin se considera un proceso Gaussiano cuya correlación viene descrita según la expresión derivada por Henry (Henry 1986)

$$\left\langle f_{ASE}^*(T, z) f_{ASE}(T', z') \right\rangle = \rho_{ASE} \delta(T - T') \delta(z - z') \quad (A2.10)$$

$$\rho_{ASE} = \hbar \omega_0 g_m n_{sp} \quad (A2.11)$$

$$\left\langle f_{ASE}(T, z) f_{ASE}(T', z') \right\rangle = \left\langle f_{ASE}^*(T, z) f_{ASE}^*(T', z') \right\rangle = 0 \quad (A2.12)$$

donde $n_{sp} = 1 + aN_0 / g_m$ es el factor de inversión del amplificador y ρ_{ASE} es la densidad espectral del ruido de emisión espontánea. Para construir el término correspondiente al ruido en la SPDE expresada en (A2.9) se asume que el proceso aleatorio es un proceso de Wiener y que para la resolución de la integral estocástica correspondiente se considera la aproximación de Stratonovich (Garcia-Ojalvo et al. 1999). Esto implica una discretización del tiempo y del espacio, que consideramos divididos en segmentos Δt y Δz

$$f_{ASE} = \sqrt{\frac{\rho_{ASE}}{\Delta t \Delta z}} [\xi_1(z, T) + i \xi_2(z, T)] \quad (A2.13)$$

y donde ξ_1 y ξ_2 representan tres variables aleatorias Gaussianas independientes de media nula y varianza unidad (Carpintero 1999).

A2.2 Modelo detallado

El modelo resumido a continuación se basa en el presentado por Occhi y Guekos (Occhi 2002) y que amplía ciertas cuestiones que el modelo anterior no incluye.

Para el presente estudio, se ha centrado la atención en ampliar el modelo de la ganancia y la fase. En este caso, se ha incluido la dependencia de la ganancia con la longitud de onda y la variación su ancho espectral y de la posición del pico de ganancia con la inyección de portadores. Así mismo, el factor de acoplo, y las pérdidas no serán tampoco consideradas como constantes.

La fase por su parte, descrita gracias al factor α , se estudia en detalle incluyendo la contribución instantánea de efectos intrabanda a través de la constante α_{CH} y la contribución dependiente de los portadores y la longitud de onda proveniente de los efectos interbanda, descrita por la contribución de α_m .

Aunque este modelo puede extenderse para considerar el efecto de las reflexiones en las caras del amplificador aplicando un algoritmo tipo travelling wave sobre las expresiones que describen la dinámica del amplificador, para el presente estudio se ha considerado que dichas reflexiones son despreciables.

Por otro lado, el tratamiento del ruido se aborda considerando una descripción determinística, siendo éste tratado como una señal independiente.

La ecuación de tasa que describe la evolución de los portadores en la zona activa y que por lo tanto, describe la evolución temporal tanto de la ganancia como de la fase que el amplificador presenta a los pulsos que se propagan a su través se encuentra detallada a continuación,

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{eV} - R(N) - v_g g S_s - v_g g S_{ASE} \quad (A2.14)$$

$$g = g_m / (1 + \varepsilon_{TOT} S) \quad (A2.15)$$

donde g es la ganancia incluyendo el efecto instantáneo de los efectos intrabanda a través de la constante ε_{TOT} es el factor de compresión de la ganancia, que incluye los efectos de SHB y CH. Dado el rango temporal en que se realiza el presente estudio (picosegundos) dichos efectos se consideran como instantáneos y sus efectos sobre la ganancia se tienen en cuenta multiplicando ésta por el factor corrector $1 / (1 + \varepsilon_{TOT} S)$.

A continuación se describe el modelo considerado para la ganancia más en detalle,

$$g_m = \begin{cases} c_N (\lambda - \lambda_z(N))^2 + d_N (\lambda - \lambda_z(N))^3 & \lambda < \lambda_z(N) \\ 0 & \lambda \geq \lambda_z(N) \end{cases} \quad (A2.16)$$

$$c_N = 3 \frac{g_p(N)}{(\lambda_z(N) - \lambda_p(N))^2} \quad d_N = 2 \frac{g_p(N)}{(\lambda_z(N) - \lambda_p(N))^3} \quad (A2.17)$$

$$g_p(N) = a_0(N - N_0) + \bar{a} a_0 N_0 e^{-N/N_0} \quad (A2.18)$$

$$\lambda_p(N) = \lambda_0 - b_0(N - N_0) \quad \lambda_z(N) = \lambda_{z_0} - z_0(N - N_0) \quad (A2.19)$$

$$G = e^{\left(\frac{\Gamma g_m}{1 + \varepsilon_{TOT} S_j} - \alpha \right) L} \quad (A2.20)$$

El término que describe la recombinación no radiativa viene descrito por la conocida parametrización en la que se describe su dependencia con la densidad de portadores hasta orden cúbico, siendo A en coeficiente lineal de recombinación en defectos y trampas en el semiconductor dopado, B es el coeficiente para la dependencia cuadrática y describe la recombinación bimolecular y C es el coeficiente de recombinación Auger,

$$R(N) = AN + BN^2 + CN^3 \quad (\text{A2.21})$$

La descripción del factor de acoplo incluye también su dependencia con la longitud de onda y la densidad de portadores,

$$\Gamma(\lambda) = \Gamma(\lambda_{\Gamma_0}, N_{\Gamma_0}) + \left. \frac{\partial \Gamma}{\partial \lambda} \right|_{\lambda_{\Gamma_0}, N_{\Gamma_0}} (\lambda - \lambda_{\Gamma_0}) + \left. \frac{\partial \Gamma}{\partial N} \right|_{\lambda_{\Gamma_0}, N_{\Gamma_0}} (N - N_{\Gamma_0}) \quad (\text{A2.22})$$

Las pérdidas en la zona activa del amplificador incluyen también su variación con la longitud de onda,

$$\alpha = \alpha(\lambda_{\alpha_0}) + \left. \frac{\partial \alpha}{\partial \lambda} \right|_{\lambda_{\alpha_0}} (\lambda - \lambda_{\alpha_0}) \quad (\text{A2.23})$$

A2.2.1 Modelado de la fase

Hasta ahora se ha resumido la dinámica de la ganancia del amplificador, pero para el estudio que se presenta es igualmente importante una correcta descripción de la fase de la señal que se propaga por el amplificador y cómo esta se ve incluida a su paso por el dispositivo. A continuación se describe cómo éste modelo aborda este problema,

$$\phi(N) = \phi_{ref} - \frac{1}{2} L \left(\alpha_m(N_{ref}) (\Gamma g_m(N) - \Gamma_{ref} g_m(N_{ref})) - \frac{\alpha_{CH} \varepsilon_{CH} S g_m(N)}{1 + \varepsilon_{TOT} S} \right) \quad (\text{A2.24})$$

donde el factor α se encuentra dividido en varias contribuciones. La primera y la más importante dentro del marco de este estudio es la que depende de los fenómenos interbanda, α_m

$$\alpha_m(\lambda, N) = \alpha_{N_0} + \alpha_{N_1} e^{\alpha_{N_2} (\lambda - \lambda_p(N)) + \alpha_{N_3} (N - N_0)} \quad (\text{A2.25})$$

La descripción presentada en la ecuación (A2.25) es una parametrización que incluye la influencia de la longitud de onda de la señal y su relación con el ancho de

banda de ganancia del dispositivo y su variación con la inyección de portadores. En la literatura, es muy común considerar que el factor α es una constante respecto a estas variables, pero en casos es que el dispositivo funciona cerca de sus niveles de saturación esta suposición debe ser revisada. Por otro lado se incluye la contribución de los fenómenos intrabanda a la fase total añadida a la señal amplificada mediante α_{CH} , que sí consideramos como constante ya que estos fenómenos ocurren en una escala temporal menor. La dinámica de la fase de un amplificador SOA depende de la dinámica de la ganancia y por otro lado de la variación de la susceptibilidad, fenómeno descrito a través del factor α .

A2.2.2 Modelado del ruido de emisión espontánea (ASE)

La descripción del ruido en este caso es diferente a la incluida en el modelo promediado. En este caso se considera la señal de ruido como una señal independiente copropagándose con la señal bajo estudio a la que se añade la contribución del ruido de emisión espontánea generada en el amplificador. Considerando

$$S_s = \frac{\Gamma(G-1)}{v_g \hbar \omega_0 w d \ln(G)} |A_s|^2 \quad (A2.26)$$

$$P_{ASE} = \frac{\beta_{WG} R_{SE} \hbar \omega_p}{2} \quad R_{SE} \approx \hbar \Delta \omega_p r_{sp} \quad (A2.27)$$

$$S_{ASE} = (G-2) \frac{2LP_{ASE}}{\ln G} \frac{\Gamma}{\hbar \omega_p v_g} \quad (A2.28)$$

A2.3 Referencias

- Agrawal, G. P. and N. A. Olsson (1989). "Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers." IEEE Journal of Quantum Electronics **25**(11): 2297-2306.
- Bilenca, A. and G. Eisenstein (2005). "Statistical noise properties of an optical pulse propagating in a nonlinear semiconductor optical amplifier." Ieee Journal of Quantum Electronics **41**(1): 36-44.
- Carpintero, G. (1999). Dinámica no lineal de diodos laser : estudio de la influencia del ruido. Departamento de Ingeniería Eléctrica, Electrónica y Automática. Leganés, Madrid, Carlos III de Madrid. **PhD**: 174.

- de Melo, A. M. and K. Petermann (2008). "On the amplified spontaneous emission noise modeling of semiconductor optical amplifiers." *Optics Communications* **281**(18): 4598-4605.
- Garcia-Ojalvo, J. and J. Sancho (1999). *Noise in Spatially Extended Systems*. New York, Springer.
- Henry, C. (1982). "Theory of the linewidth of semiconductor lasers." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **18**(2): 259-264.
- Henry, C. H. (1986). "Theory of Spontaneous Emission Noise in Open Resonators and its application to Laser and Optical Amplifiers." *Journal of Lightwave Technology* **4**(3): 288-297.
- Occhi, L. (2002). *Semiconductor Optical amplifiers made of Ridge Waveguide Bulk InGaAsP/InP: Experimental Characterization and Numerical Modelling of Gain, Phase, and Noise*. Swiss Federal Institute of Technology, Zurich. **PhD**: 184.
- Shtaif, M., B. Tromborg, et al. (1998). "Noise spectra of semiconductor optical amplifiers: Relation between semiclassical and quantum descriptions." *Ieee Journal of Quantum Electronics* **34**(5): 869-878.

Anexo 3

Fibra Óptica Microestructurada

Cuando la luz se propaga a lo largo de una fibra óptica está sometida a numerosos fenómenos no lineales, lo que quiere decir que su incidencia sobre la luz depende de la potencia óptica. Entre estos fenómenos se encuentra la *automodulación de fase o self-phase modulation (SPM)*. Se trata de una manifestación de la dependencia del índice de refracción del medio con la intensidad del campo y en la propagación de pulsos ópticos, conlleva el ensanchamiento del espectro. En una guía dieléctrica, como lo son las fibras ópticas, este fenómeno viene descrito por el parámetro no lineal $\gamma = 2\pi n_2 / (\lambda A_{eff})$. Existen numerosas aplicaciones cuyo funcionamiento se basa en este fenómeno. Entre ellas se encuentran los compresores ópticos no lineales, y para este tipo de dispositivos es conveniente que dicho parámetro tenga un valor elevado para que los efectos no lineales se manifiesten a energías de pulso más bajas y tras longitudes de propagación menores (Agrawal 2006). Este parámetro depende del índice de refracción no lineal n_2 , relacionado con el material del que está fabricada la fibra y con A_{eff} , área efectiva del modo cuya propagación estamos considerando. Por

ello, se abren dos posibles soluciones para incrementar la no linealidad a obtener, elegir un material con n_2 elevado o diseñar la fibra de manera que A_{eff} sea menor.

Las fibras de silicio, basadas en sílice u óxido de silicio SiO_2 ofrecen un índice de refracción no lineal alcanza un valor de $2.3 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ at 1550nm (Boskovic et al. 1996). El uso de otros materiales para la fabricación de fibras ha sido objeto de estudio durante los últimos años. Muchos trabajos se han centrado en los silicatos de plomo como alternativa al sílice. Fibras ópticas basadas en estos materiales han permitido obtener índices no lineales hasta 40 veces mayores. Este tipo de fibras tienen además la ventaja de ofrecer un perfil de dispersión con la longitud de onda muy similar al de las fibras de silicio. Como contrapartida encontramos que las pérdidas que muestran son elevadas.

El estudio del uso de cristales basados en compuestos formados por materiales anfígenos (chalcogenide materials), como sulfuros, seleniuros y telurios está recibiendo mucha atención recientemente. Estos cristales permiten alcanzar índices no lineales hasta 1000 veces mayores que los ofrecidos por fibras de silicio (Slusher et al. 2004), aunque igualmente, presentan pérdidas altas. Otro material interesante es el óxido de Bismuto (BiO_3), con un índice no lineal que llega a ser unas 50 veces mayor que el de las fibras convencionales (Ebendorff-Heidepriem et al. 2004).

Otra aproximación para mejorar las características no lineales de las fibras ópticas es variar sus diseños mecánicos para conseguir una menor área efectiva, A_{eff} , cantidad que depende tanto del radio del núcleo como del nivel de dopado del mismo (que influye de manera determinante en el guiado del modo). Las fibras fabricadas para controlar o compensar la dispersión, las conocidas como dispersion-compensating fibers (DCF), que tienen un menor área efectiva ofrecen una ~~mayor~~ hasta cuatro veces mayor. Otras fibras especiales, como las fibras con dispersión plana o dispersión-flattened fibers (DFF), también ofrecen un mayor γ . Aunque en este caso, la diferencia respecto de las fibras normales es menor, las bajas pérdidas que ofrecen y su conveniente comportamiento dispersivo han hecho de ellas un medio no lineal muy extendido. Utilizando este tipo de fibras, se ha conseguido llegar a γ en el rango de 10 a $20 \text{ W}^{-1}/\text{m}$. En este entorno, una mayor disminución de A_{eff} que pase por reducir el diámetro del núcleo implica que el confinamiento del modo se verá penalizado, y por

lo tanto, el parámetro no lineal no incrementa su valor. Esto se debe a que al reducir el área del núcleo de la fibra, el modo penetra en el revestimiento y el área efectiva se incrementa. Esta reducción también aumenta la fragilidad de la fibra (Agrawal 2006).

Las fibras ópticas microestructuradas (MOF), también conocidas como fibras de cristal fotónico o fibras porosas (holey fibers) son una alternativa a las fibras convencionales que con una estructura mecánica diferente permiten disminuir el área efectiva sin penalizar el guiado ni aumentar las pérdidas ópticas (Agrawal 2008; Monro 2006). Para ello, el revestimiento que rodea al núcleo se llena de agujeros llenos de aire, lo que reduce su índice de refracción por debajo del valor que tiene el núcleo de sílice, de manera que la luz es guiada por reflexión interna total. Las fibras fabricadas con esta técnica, presentan pérdidas más elevadas que las fibras de las fibras con estructura estándar. Dichas pérdidas pueden alcanzar los 1000 dB/Km. Un diseño adecuado de la estructura de agujeros en torno al núcleo, permite reducir dichas pérdidas, pero ello conlleva un aumento del área efectiva y por lo tanto, una disminución del parámetro no lineal. Aún así, las pérdidas que presentan son muchos menores que las ofrecidas por fibras fabricadas con materiales altamente no lineales alternativos al silicio, como los descritos anteriormente. Otra ventaja significativa de este tipo de fibras es que presentan una mayor robustez mecánica.

Una combinación de ambas aproximaciones, es decir, fabricación de fibras ópticas microestructuradas sobre materiales altamente no lineales, constituye una mejora considerable de las características no lineales que pueden obtenerse. Así, se han fabricado fibras de silicato de plomo con un área efectiva del entorno de μm^2 cuyo parámetro no lineal es de $600 \text{ W}^{-1}/\text{Km}$ (Petropoulos et al. 2003).

Ante la gran variedad de posibilidades disponibles a la hora de elegir un medio no lineal, y los numerosos factores a tener en cuenta como dispersión, pérdidas, índice no lineal, guiado del modo y área efectiva, fragilidad de la fibra o posibilidad de conectorización para integración en sistemas ópticos, surge la duda de cómo comparar las distintas fibras ópticas disponibles. Para ello, una aproximación es considerar el producto γL_{eff} , siendo $L_{\text{eff}} = (1 - e^{-\alpha L}) / \alpha$ la longitud efectiva de la fibra teniendo en cuenta el efecto de las pérdidas α .

La Tabla 0.1 (Ebendorff-Heidepriem et al. 2004), incluye un resumen de las pérdidas y parámetro no lineal para varias fibras no lineales. Dos de ellas son fibras microestructuradas basadas en silicio, otra de ellas es una fibra realizada sobre óxido de bismuto y la restante es una fibra de silicato de plomo.

<i>fibra</i>	<i>α (dB/m)</i>	<i>γ (WKm)⁻¹</i>
Fibra de silicio microestructurada MOF #1	0.19	70
Fibra de silicio microestructurada MOF#2	0.0009	11
Fibra de BiO ₃	2.8	735
Fibra de silicato de plomo SF57	2.6	640

Tabla 0.1: Pérdidas y parámetro no lineal de varias fibras no lineales

La evaluación de la figura de mérito γL_{eff} para diferentes longitudes de fibra, permite observar la repercusión de las pérdidas ópticas de este tipo de fibras en su comportamiento no lineal. En la Figura 0.1 puede observarse que para longitudes de fibra por debajo de 10 m, las altas pérdidas tienen menor repercusión y las fibras que presentan un mayor parámetro permiten obtener por cada watio de potencia de entrada un cambio de fase sensiblemente mayor. Sin embargo, al tomarse longitudes de fibra más elevadas, la no linealidad de las fibras con altas pérdidas se satura y a partir de 10 m, el cambio de fase que pueden ofrecer las fibras de bismuto y plomo alcanza un valor cercano a 1.5 rad/W y de ahí en adelante se mantiene constante. Para el caso de las fibras basadas en silicio, a bajas longitudes ofrecen menor cambio de fase por watio, sin embargo la saturación se observa para longitudes más elevadas y a valores de rad/W más elevados. En el caso de HNL-MOF#1 dicho estancamiento aparece a partir de los 70 m de fibra en 1.6 rad/W. Para la fibra HNL-MOF#2, cuyas pérdidas son sensiblemente menores, la saturación aparece a partir de los 10 Km y permite cambios de fase por encima de los 2π rad/W.

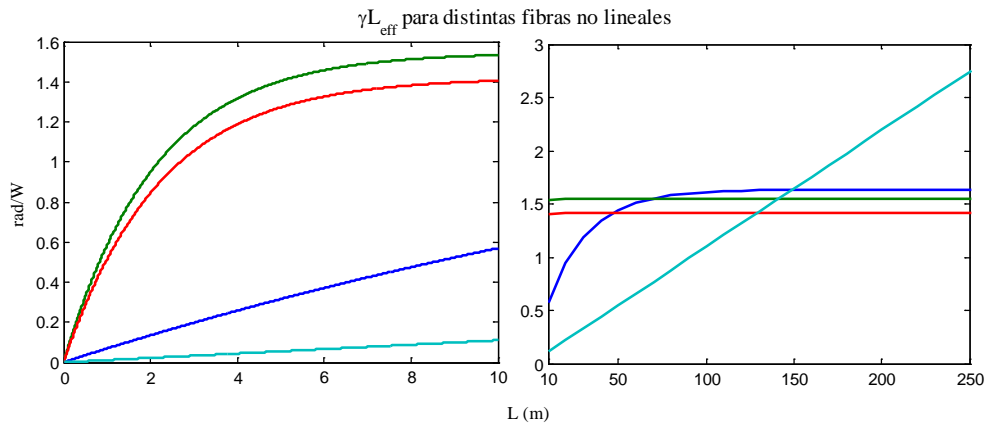


Figura 0.1: γL_{eff} para diferentes fibras. Azul: HNL-MOF1; verde: HNL-Bi; rojo: HNL-SF57; cian: HNL-MOF2

A la vista del comportamiento de estas fibras no lineales, un buen candidato como medio no lineal serían las fibras MOF#2, ya que, aunque la pendiente de su comportamiento no lineal con la longitud es sensiblemente menor, no exhiben saturación hasta longitudes muy elevadas y para valores del desfase mucho mayores, lo que las hace más versátiles a la hora de realizar una planificación experimental para un dispositivo no lineal. A su vez, ofrecen menores pérdidas ópticas, factor importante a la hora de manejar señales de baja potencia. Cabe destacar también que el uso de fibras basadas en materiales no lineales distintos del silicio aumenta la incidencia no sólo de las no linealidades relacionadas con el efecto Kerr, sino otras de orden superior cuya aparición puede ser deseable o perjudicial según la aplicación para la que se plantee su uso.

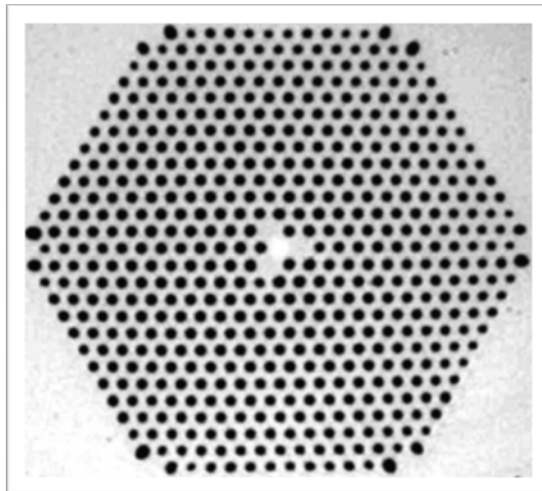


Figura 0.2: Detalle de la sección de la fibra óptica microestructurada utilizada en el presente trabajo

En la Figura 0.2 se puede observar el detalle de la sección correspondiente a la fibra MOF#2. Esta fibra es la escogida para el desarrollo experimental presentado en este trabajo por ofrecer un rango mayor de funcionamiento no lineal antes de que las pérdidas saturen su efecto sobre los pulso incidentes.

A3.1 Referencias

- Agrawal, G. P. (2006). Highly Nonlinear Fibers. Nonlinear Fiber Optics (Fourth Edition). San Diego, Academic Press: 424-452.
- Agrawal, G. P. (2008). Highly Nonlinear Fibers. Applications of Nonlinear Fiber Optics (Second Edition). P. A. Govind. Burlington, Academic Press: 397-446.
- Boskovic, A., S. V. Chernikov, et al. (1996). "Direct continuous-wave measurement of n_2 in various types of telecommunication fiber at 1.55 μm ." Opt. Lett. **21**(24): 1966-1968.
- Ebendorff-Heidepriem, H., P. Petropoulos, et al. (2004). "Bismuth glass holey fibers with high nonlinearity." Opt. Express **12**(21): 5082-5087.
- Monro, T. M. (2006). Microstructured Optical Fibers. Guided Wave Optical Components and Devices. P. P. Bishnu. Burlington, Academic Press: 41-70.
- Petropoulos, P., H. Ebendorff-Heidepriem, et al. (2003). "Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers." Opt. Express **11**(26): 3568-3573.
- Slusher, R. E., G. Lenz, et al. (2004). "Large Raman gain and nonlinear phase shifts in high-purity As_2Se_3 chalcogenide fibers." J. Opt. Soc. Am. B **21**(6): 1146-1155.

Anexo 4

Estado de la Técnica en lazos no lineales para compresión de pulsos ópticos

El presente anexo ofrece un resumen bibliográfico que sirve de apoyo a la discusión sobre el estado de la técnica de los compresores de lazo no lineal o Nonlinear Optical Loop Mirrors (NOLM) que se ofrece en el capítulo 3. En una tabla resumen se detallan los trabajos más destacados publicados en este campo, ordenados por tipo de configuración del lazo atendiendo al elemento que rompe su simetría. Se distinguen entonces las siguientes configuraciones principales:

- NOLM con acoplador no simétrico
- NOLM de dispersión asimétrica
- NOLM con amplificador óptico o NALM
- NOLM con atenuador óptico
- NOLM con fibra óptica microestructurada
- NOLM por manejo de la polarización

Cada referencia se analiza extrayendo información importante que permite comparar los resultados presentados en cada caso. Así, se detalla en cada caso el esquema dando información sobre otros elementos y dimensiones del lazo, se detalla la aplicación para la que han sido concebidos y se resumen los resultados más relevantes que ofrecen en términos de compresión y mejora del perfil de los pulsos. Otro dato muy importante que se ofrece es una descripción del tipo de fuente utilizada, prestando especial atención al tipo de pulso y su simetría y la energía transportan, así como su duración y su tasa de repetición.

La tabla se muestra en las siguientes páginas seguida de la bibliografía citada.

Tabla A4.1: Resumen bibliográfico sobre lazos ópticos no lineales NOLM

<i>TIPO</i>	<i>REFERENCIA</i>	<i>ESQUEMA</i>	<i>APLICACIÓN</i>	<i>ENTRADA</i>	<i>RESULTADOS</i>
<i>NOLM con acoplador no simétrico</i>					
NOLM acoplador no simétrico	(Doran et al. 1989)	<ul style="list-style-type: none"> Acoplador no simétrico (38:63) Fibra SMF 25m 	Switch óptico	Dos entradas a 1.3μm: <ul style="list-style-type: none"> (1) Fuente Q-Switching 850ns, 500Hz, 12.5W pico (2) Fuente Mode-Locking 180ps, 76MHz, 15.8W 	<ul style="list-style-type: none"> Estudio de la función de transferencia para la fuente (2) Switching al 70% para potencias sobre 30W Primera publicación q propone loop y mencionar compresión Compresión: <ul style="list-style-type: none"> (1)$FC=1.62@P_{pico}=12.5W$ (2)$FC=1.2@P_{pico}=15.8W$
<i>NOLM de dispersión asimétrica</i>					
NOLM dispersión no simétrica (DILM)	(Khrushchev et al. 1998)	15m de fibra SMF y 15m de DCF	Compresión y reducción de pedestales	Pulsos de 3ps y 20W de potencia de pico a 1.5μm y 250MHz generados mediante: <ul style="list-style-type: none"> Fuente Gain Switching: láser DFB de 22ps con TBP = 3.27 Etapas intermedias para compensación de dispersión, amplificación y compresión no lineal 	<ul style="list-style-type: none"> Compresión no lineal dentro del loop de $FC=3ps/2.5ps = 1.2$ Añadiendo otra etapa lineal para compensar el chirp se alcanzan 270fs y TBP=0.327 Los pedestales a la salida incluyen menos del 4% de la energía, aunque no se indica la mejora relativa Aumentar P_{in} implica menor ancho de pulso pero mayores pedestales
NOLM dispersión no simétrica (DILM)	(Wong et al. 1998)	Fibra DCF 12.6 kms y DCF 11.36, de dispersiones distintas	Reducción ruido	Tren de pulsos de 15ps a 10GHz TB 0.35 12dBm amplificados mediante EDFA hasta 40mW de potencia media	<ul style="list-style-type: none"> Mejora de SNR y BER Compresión no lineal $FC = 1.6$
NOLM dispersión no simétrica (DILM)	(Khrushchev et al. 1999)	1.8km DSF + 1km SMF	Reducción de pedestales. Compresión.	Pulsos de 3ps a 10GHz en 1.55μm generados mediante: <ul style="list-style-type: none"> Pulsos de 6-8ps mediante modulación externa con EAM de un láser a 10GHz EDFA+1km DSF para compensar chirp 	<ul style="list-style-type: none"> Reducción de pedestales Mejora SNR Compresión no lineal $FC = 1.36$ Salida con bajo chirp Mejora de DEMUX con el loop No se menciona estabilidad respecto de la entrada
NOLM	(Tamura et	10m DFF + 7.5m DFF	Reducción de	Pulsos de 57fs a 100mW de	El lazo sólo se presenta como elemento redactor de pedestales

<i>TIPO</i>	<i>REFERENCIA</i>	<i>ESQUEMA</i>	<i>APLICACIÓN</i>	<i>ENTRADA</i>	<i>RESULTADOS</i>
dispersión no simétrica (DILM)	al. 2001)	anternos: total 965m	pedestales	potencia media y 10GHz en 1.55μm generados mediante: <ul style="list-style-type: none"> Láser de fibra ML que ofrece pulsos de 3ps Estapa amplificadora y precompresora: EDFA+1km DDF: pulsos con 100mW de potencia media y 54fs 	El ancho de pulso que se obtiene con el sistema completo depende de la entrada
NOLM dispersión no simétrica (DILM)	(Chai et al. 2002)	250m DFF + 20mDCF	Reducción de pedestales y reducción de ruido	Pulsos de 3ps 4Wpeak 10GHz a 1.55μm mediante: <ul style="list-style-type: none"> Láser sintonizable CW +EAM; a 10GHz 100m fibra DCF Amplificación EDFA y compresión solitón 	<ul style="list-style-type: none"> Estudio loop como filtro espectral Mejora el BER y ER Menciona compresión a no lineal en el lazo de FC= 1.36
NOLM dispersión no simétrica (DILM)	(Tamura et al. 2002)	100m DFF + 5m SMF	Reducción de pedestales	Pulsos de 150fs a 2.5W de potencia media y 50GHz en 1.55μm: <ul style="list-style-type: none"> Láser ML+compensation de chirp EDFA+DDF 1km compression 	<ul style="list-style-type: none"> Reducción pedestales > 30 dB No se mencionan resultados de compresión en el lazo Estudio del RIN
*NOLM dispersión no simétrica (DILM)	(Parmigiani et al. 2006)	2 loops, 1) DSF 1km, 2) HNLF 220m	Procesado, retiming		<ul style="list-style-type: none"> Mezcla dos pulsos, uno de 3ps y otro de ns para realizar retiming (reducción jitter) Compresión a 2ps
NOLM dispersión no simétrica (DILM)	(Yang et al. 2006)	600m SMF + 2.2 Kms DSF	Compresión Shaping	<ul style="list-style-type: none"> Input: DFB modulado en fase a 40GHz 	<ul style="list-style-type: none"> Pulsos a la salida de hasta 200fs, pero baja calidad
<i>NOLM con amplificador óptico (NALM)</i>					
NALM amplificador	(Fermann et al. 1990)	Loop 306m fibra dopada	Switch óptico	<ul style="list-style-type: none"> Pin 10ns 1-2W y 10Hz 	<ul style="list-style-type: none"> Disminución ASE para in elevada A ganancia alta del loop, aparece compresión pero

<i>TIPO</i>	<i>REFERENCIA</i>	<i>ESQUEMA</i>	<i>APLICACIÓN</i>	<i>ENTRADA</i>	<i>RESULTADOS</i>
fibra		Nd ³⁺			<ul style="list-style-type: none"> menor Pout Mencionan la imp del estado de saturación del amplificador Presenta FT para diferentes ganancias La compresión detalle, con FC = 1.6 para potencias altas Primer trabajo q plantea NALM
NALM amplificador fibra EDFA	(Smith et al. 1992)	EDFA 30m y 8.8Kms DSF	Compresión, Shaping, ruido	<ul style="list-style-type: none"> Input: 12ps a 2.5GHz láser ML con Pin 120mW peak 	<ul style="list-style-type: none"> Compara colocar el amplificador antes y dentro del loop FC 1.6 y TB se mantiene cte ASE elevado a la salida La saturación del amplificador facilita la estabilidad de la salida
NALM amplificador fibra EDFA	(Yamada et al. 1994)	EDFA + 50 Kms de fibra DSF	Filtrado ruido	<ul style="list-style-type: none"> Input: 30ps a 2.8GHz y 5mW Pmean. Señal TL 	<ul style="list-style-type: none"> Compara ruido a la salida colocando el amplificador antes y dentro del loop. Mejor SNR con el amplificador dentro Menciona FC = 2 Estudia con detalle el chirp dentro del loop
NALM SOA TW+Atenuador	(Oneill et al. 1990)	Loop 17m fibra + amplificador SOA TW + atenuador	Switching	<ul style="list-style-type: none"> Input: GS DFB 10 ns a 100MHz 	<ul style="list-style-type: none"> Demuestra switching a bajas potencias de entrada (10-250uW) Presentan FT experimental comparada con th Modelo th sencillo (aprox) No mencionan compresión 1er trabajo con SOA***
NALM SOA (SLA)	(Eiselt 1992)EISE LT, EL'92	SOA + fibra (distintas logitudes)	Switching	<ul style="list-style-type: none"> Input: GS DFB 55ps 8 dBm Pmean 	<ul style="list-style-type: none"> Compara el funcionamiento del switch para dos longitudes del loop y habla de dos modos de operación: normal y autocorrelado Se centra en ER de la salida Estudia SOA como elemento no lineal
NALM SOA integrado	(Lee et al. 1999)	<ul style="list-style-type: none"> Loop integrado 	Switching	<ul style="list-style-type: none"> Caracterización FT DC 	<ul style="list-style-type: none"> No se comentan resultados de compresión
NOLM con atenuador óptico					
NOLM con atenuador	(Smith et al. 1990)	<ul style="list-style-type: none"> Acoplador no simétrico (40:60) Fibra DSF 200m 	Compresión y reducción pedestales (pulse shaping)	Láser Mode-Locking 15ps, de 21 a 48W P _{in} de pico y TBP=0.32 (sech2) a 1.5μm	<ul style="list-style-type: none"> Compara anchos de autocorrelación. FC = 2 para una entrada concreta Se filtra la radiación entre pulsos Al aumentar la potencia de entrada, el perfil de la salida

<i>TIPO</i>	<i>REFERENCIA</i>	<i>ESQUEMA</i>	<i>APLICACIÓN</i>	<i>ENTRADA</i>	<i>RESULTADOS</i>
					varía <ul style="list-style-type: none"> Primera publicación referente a la capacidad del loop como compresor
NOLM con atenuador	(Chusseau et al. 1994)	<ul style="list-style-type: none"> Acoplador no simétrico + Atenuador + 650m DSF 	Shaping	<ul style="list-style-type: none"> Input: GS DFB 4.3ps a 250MHz, 12mW Pmedia 	<ul style="list-style-type: none"> Compresión 14.3 veces a 2mW media con baja potencia a la salida y pulsos de mala calidad Presentan medidas espectrales
NOLM con atenuador	(Olsson et al. 1995)	<ul style="list-style-type: none"> Atenuador + 3.5 Kms DSF 	Ruido	<ul style="list-style-type: none"> Input: DFB modulado externamente a 1.6Gbis RZ PRBS 390ps. No menciona potencias de entrada 	<ul style="list-style-type: none"> Mejora el VER No se menciona la compresión
NOLM con atenuador	(Pelusi et al. 1999)	<ul style="list-style-type: none"> 300m DSF + att de 1.2 dB 	Shaping	<ul style="list-style-type: none"> Input: Injection seeded GS FP a 2GHz +etapa compression lineal → 8ps Después con EDFA + 500m SMF + 1.7kms DDF: generan solitones: 54mW mean y 200fs 	<ul style="list-style-type: none"> Sólo hablan de mejora de pedestales: se reduce la energía que llevan asociada
NOLM con atenuador	(Wu et al. 2000)	<ul style="list-style-type: none"> 5.49 Kms fibra DCF + att variable 	Shaping Compresión	<ul style="list-style-type: none"> Input: GS DFB 2.5GHz 1553nm, Δt_{in}? y 800mW 	<ul style="list-style-type: none"> 11ps a la salida Bajo chirp Disminución pedestales
NOLM para FIBER LASER	(Ilday et al. 2002)				
<i>NOLM con Fibra Óptica Microestructurada (MOF)</i>					
NOLM con photonic cristal fiber	(Siahlo et al. 2003)	<ul style="list-style-type: none"> 50m PCF 	Demux		<ul style="list-style-type: none"> Resultados de switching y BER Ventaja de la alta no linealidad para conseguir loops más cortos
NOLM con photonic cristal fiber	(Kwok et al. 2005)	<ul style="list-style-type: none"> 64m PCF 	Shaping, mejora ER, Freq tunable pulses	<ul style="list-style-type: none"> Input: CW de un láser tunable + pulsos de control de 20ps 	<ul style="list-style-type: none"> Switching y mejora del BER y ER Nada de compresión
NOLM fibra DDF	(Ju Han et al. 2004)	<ul style="list-style-type: none"> 8.5Kms de DDF 	Shaping, freq tunability	<ul style="list-style-type: none"> Input: Tunable laser 1530-1560nm + EAM + 	<ul style="list-style-type: none"> Compresión a 3 ps (4veces) Reducción pedestals respecto a DDF solamente

<i>TIPO</i>	<i>REFERENCIA</i>	<i>ESQUEMA</i>	<i>APLICACIÓN</i>	<i>ENTRADA</i>	<i>RESULTADOS</i>
(dispersión decreasing fiber)				EDFA+DCF + 2 EDFA: 12ps TBL 200mW mean	<ul style="list-style-type: none"> Resultados que se cumplen en toda la banda del láser
<i>NOLM por manejo de la polarización</i>					
NOLM fibra indep polarización	(Stampouli dis et al. 2004)	<ul style="list-style-type: none"> Loop 2 secciones: 1) atenuador + fibra PM, 2) sección lineal con espejo de Faraday y 1km DSF SMF 270m 	Compresión	<ul style="list-style-type: none"> Input: GS 2.5GHz + DCF+EDFA: 8.8 ps a 73mW mean 	<ul style="list-style-type: none"> Compresión a 1.8 TL: FC = 4.9 Reducir la sensibilidad a la polarización No se habla de la influencia en el chirp del compresor
NOLM por polarización	(Ibarra-Escamilla et al. 2005)	<ul style="list-style-type: none"> 500m SMF + lámina retardadora de cuarto de onda 	Switch	<ul style="list-style-type: none"> Input: DFB GS 1549nm + EDFA: 60W peak + no info sobre ancho 	

A4.1 Referencias

- Chai, Y. J., I. Y. Khrushchev, et al. (2002). "Interferometric noise suppression by means of dispersion-imbalanced loop mirror over a wavelength range of 28 nm." *Ieee Photonics Technology Letters* **14**(3): 417-419.
- Chusseau, L. and E. Delevaque (1994). "250-Fs Optical Pulse Generation by Simultaneous Soliton Compression and Shaping in a Nonlinear-Optical Loop Mirror Including a Weak Attenuation." *Optics Letters* **19**(10): 734-736.
- Doran, N. J., D. S. Forrester, et al. (1989). "EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF ALL-OPTICAL SWITCHING IN FIBER LOOP MIRROR DEVICE." *Electronics Letters* **25**(4): 267-269.
- Eiselt, M. (1992). "OPTICAL LOOP MIRROR WITH SEMICONDUCTOR-LASER AMPLIFIER." *Electronics Letters* **28**(16): 1505-1507.
- Fermann, M. E., F. Haberl, et al. (1990). "NONLINEAR AMPLIFYING LOOP MIRROR." *Optics Letters* **15**(13): 752-754.
- Ibarra-Escamilla, B., E. A. Kuzin, et al. (2005). "Experimental investigation of the nonlinear optical loop mirror with twisted fiber and birefringence bias." *Optics Express* **13**(26): 10760-10767.
- Ilday, F. O., F. W. Wise, et al. (2002). "High-energy femtosecond stretched-pulse fiber laser with a nonlinear optical loop mirror." *Optics Letters* **27**(17): 1531-1533.
- Ju Han, L., T. Kogure, et al. (2004). "Wavelength tunable 10-GHz 3-ps pulse source using a dispersion decreasing fiber-based nonlinear optical loop mirror." *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* **10**(1): 181-185.
- Khrushchev, I. Y., I. D. Phillips, et al. (1999). "OTDM applications of dispersion-imbalanced fibre loop mirror." *Electronics Letters* **35**(14): 1183-1185.
- Khrushchev, I. Y., I. H. White, et al. (1998). "High-quality laser diode pulse compression in dispersion-imbalanced loop mirror." *Electronics Letters* **34**(10): 1009-1010.
- Kwok, C. H., S. H. Lee, et al. (2005). "Widely tunable wavelength conversion with extinction ratio enhancement using PCF-based NOLM." *Photonics Technology Letters, IEEE* **17**(12): 2655-2657.
- Lee, J. H., D. A. Wang, et al. (1999). "Nonlinear switching behaviors in a compact all-semiconductor optical-amplifier Sagnac interferometer device." *Ieee Journal of Quantum Electronics* **35**(10): 1469-1477.
- Olsson, B. E. and P. A. Andrekson (1995). "Noise Filtering with the Nonlinear-Optical Loop Mirror." *Journal of Lightwave Technology* **13**(2): 213-215.
- O'Neill, A. W. and R. P. Webb (1990). "ALL-OPTICAL LOOP MIRROR SWITCH EMPLOYING AN ASYMMETRIC AMPLIFIER ATTENUATOR COMBINATION." *Electronics Letters* **26**(24): 2008-2009.
- Parmigiani, F., P. Petropoulos, et al. (2006). "All-optical pulse reshaping and retiming systems incorporating pulse shaping fiber Bragg grating." *Lightwave Technology, Journal of* **24**(1): 357-364.
- Pelusi, M. D., Y. Matsui, et al. (1999). "Pedestal suppression from compressed femtosecond pulses using a nonlinear fiber loop mirror." *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **35**(6): 867-874.

- Siahlo, A. I., L. K. Oxenlowe, et al. (2003). "A high-speed demultiplexer based on a nonlinear optical loop mirror with a photonic crystal fiber." *Ieee Photonics Technology Letters* **15**(8): 1147-1149.
- Smith, K., N. J. Doran, et al. (1990). "Pulse Shaping, Compression, and Pedestal Suppression Employing a Nonlinear-Optical Loop Mirror." *Optics Letters* **15**(22): 1294-1296.
- Smith, K., E. J. Greer, et al. (1992). "PULSE AMPLIFICATION AND SHAPING USING A NONLINEAR LOOP MIRROR THAT INCORPORATES A SATURABLE GAIN." *Optics Letters* **17**(6): 408-410.
- Stampoulidis, L., K. Vysokinos, et al. (2004). "Optical pulse compression in a polarization insensitive non-linear loop mirror." *Optics Communications* **238**(1-3): 105-111.
- Tamura, K. R. and M. Nakazawa (2001). "A polarization-maintaining pedestal-free femtosecond pulse compressor incorporating an ultrafast dispersion-imbalanced nonlinear optical loop mirror." *Photonics Technology Letters, IEEE* **13**(5): 526-528.
- Tamura, K. R. and K. Sato (2002). "50-GHz repetition-rate, 280-fs pulse generation at 100-mW average power from a mode-locked laser diode externally compressed in a pedestal-free pulse compressor." *Optics Letters* **27**(14): 1268-1270.
- Wong, W. S., P. B. Hansen, et al. (1998). "In-band amplified spontaneous emission noise filtering with a dispersion-imbalanced nonlinear loop mirror." *Journal of Lightwave Technology* **16**(10): 1768-1772.
- Wu, J., Y. H. Li, et al. (2000). "Optimization of pulse compression with an unbalanced nonlinear optical loop mirror." *Optics Communications* **180**(1-3): 43-47.
- Yamada, E. and M. Nakazawa (1994). "Reduction of Amplified Spontaneous Emission from a Transmitted Soliton Signal Using a Nonlinear Amplifying Loop Mirror and a Nonlinear-Optical Loop Mirror." *Ieee Journal of Quantum Electronics* **30**(8): 1842-1850.
- Yang, S. Q. and X. Y. Bao (2006). "Generating a high-extinction-ratio pulse from a phase-modulated optical signal with a dispersion-imbalanced nonlinear loop mirror." *Optics Letters* **31**(8): 1032-1034.

Anexo 5

Técnicas de caracterización de pulsos de picosegundo y baja energía

La caracterización de pulsos cortos es un área de investigación muy amplia, ya que numerosas aplicaciones y nuevas vías de estudio en las que los pulsos ópticos son elementos importantes dependen de una caracterización de los pulsos adaptada a sus características.

Como ya se comentó en el capítulo 4, existen varias técnicas que permiten estudiar pulsos ópticos ultracortos, divididas en técnicas directas y técnicas indirectas. En esta anexo ofrecemos una reseña de las técnicas indirectas disponibles y cuál es su rango de aplicación.

Las técnicas indirectas se basan en medidas que incluyen la correlación del pulso a medir y la posterior extracción de la información que permite caracterizarlo, siendo ésta su perfil de intensidad y su fase mediante medidas auxiliares y algoritmos de recuperación.

La técnicas FROG, cuyo acrónimo corresponde a Frequency-Resolved Optical Gating parte de obtener la autocorrelación del pulso a medir. Como información adicional a la autocorrelación añade la medida espectral simultánea. Esto permite, tras la aplicación de un algoritmo propietario de recuperación, dibujar el espectrograma del pulso, lo que ofrece una caracterización completa del mismo, ya que describe su evolución temporal y también su fase. El espectrograma de una señal nos ofrece la distribución de frecuencias en cada instante. Para construir el espectrograma de una señal es necesario una función ventana. Supongamos que queremos caracterizar la señal $s(t)$ en el instante t . Para ello, extraemos la señal en el entorno de este instante multiplicándola por una función ventana, construyendo así una función modificada partiendo de la inicial, $s_t(\tau)$

$$s_t(\tau) = s(\tau)h(\tau - t) \quad (\text{A5.1})$$

que depende del instante t y de la variable temporal τ que recorre la extensión de la ventana. La función ventana debe escogerse de modo que no altere las propiedades de la señal original en los instantes de interés. El espectrograma de la señal $s(t)$ es entonces la densidad espectral de energía en el instante t según,

$$P_{sp}(t, \omega) = |F\{s_t(\tau)\}| = \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int e^{-j\omega\tau} s(\tau)h(\tau - t) d\tau \right|^2 \quad (\text{A5.2})$$

Para obtener este tipo de caracterización experimentalmente de una señal óptica es necesario disponer de una función ventana suficientemente rápida. Pero en la caracterización de pulsos ultracortos no existe un evento más rápido que ellos disponible. La solución es utilizar el propio pulso para ello. Ello se consigue generando la autocorrelación del pulso y en lugar de medir su intensidad respecto del retardo, la medida que se realiza es la del espectro respecto de ese retardo, de modo que el resultado directo que FROG ofrece es un espectrograma de la autocorrelación. La extracción del espectrograma del pulso a medir partiendo de esta información es un problema de recuperación de fase en dos dimensiones. Este problema, si se le aplican restricciones razonables, siendo esta en la mayoría de los casos la propia definición de la autocorrelación ofrecida por el método utilizado en esta parte de la técnica, los autores afirman que se puede recuperar el espectrograma del pulso de manera esencialmente única (Trebbin 2002). Esto implica que existen ambigüedades en el

sentido del tiempo y que la posibilidad de que exista otra solución es muy reducida. Para realizar esta recuperación, se aplican algoritmos de recuperación propietarios, protegidos por patente. A continuación se muestra un ejemplo de los espectrogramas de la autocorrelación ofrecidos por esta técnica y las trazas del pulso correspondientes recuperadas tras el procesado,

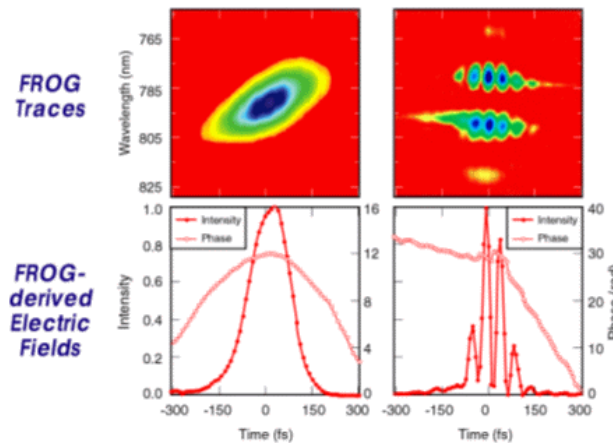


Figura A5.1: Ejemplo de medida y traza recuperada mediante FROG(Trebino 2002)

Respecto a la recuperación de una solución esencialmente única, en la actualidad está abierto un debate en relación a si los resultados ofrecidos por esta técnica reproducen de manera inequívoca el perfil temporal y de fase de los pulsos ópticos cortos (Yellampalle et al. 2007);(Xu et al. 2009);(Yellampalle et al. 2009).

Esta técnica ha roto muchas barreras y permite caracterizar pulsos desde los attosegundos hasta los picosegundos ofreciendo su perfil temporal y la evolución de su fase. Cuando se trata de medir pulsos largos, de duración alrededor de varios picosegundos, una versión convencional del FROG no permite realizar la caracterización ya que se necesita mejorar la resolución espectral, pues un pulso más largo tiene un espectro más estrecho. Por ello, el despliegue de esta técnica para este tipo de pulsos es materia de estudio en la actualidad (Vu et al. 2008), especialmente si la energía disponible es baja. Cuando se añade la dificultad de disponer de poca potencia, se hace necesario amplificar la señal de la autocorrelación en el segundo armónico. Para ello, se están desarrollando amplificadores diseñados ad-hoc para este problema, lo que está captando interés en la actualidad. Por supuesto, una vez obtenido el espectrograma de la autocorrelación, la recuperación de la información

sobre el pulso se realiza mediante el algoritmo patentado por los desarrolladores de la técnica.

Otra técnica que permite caracterizar el perfil y la fase de un pulso óptico es la conocida como SPIDER, término que viene del inglés *S*Pectral *p*hase *I*nterferometry *f*or *D*irect *E*lectric-field *R*econstruction que se basa en el estudio del patrón de interferencia del pulso con una réplica de sí mismo desplazada en frecuencia (Shuman et al. 1999). Esta técnica, se basa en la medida de la interferencia a nivel espectral de dos réplicas del pulso a medir cuando una de ellas ha sido desplazada en frecuencia. El patrón de interferencia generado responde a,

$$\tilde{S}(\omega) = \tilde{I}(\omega) + \tilde{I}(\omega + \Omega) + 2\sqrt{\tilde{I}(\omega)}\sqrt{\tilde{I}(\omega + \Omega)} \cos(\phi(\omega) - \phi(\omega + \Omega)) \quad (\text{A5.3})$$

siendo $\tilde{E}(\omega) = \sqrt{\tilde{I}(\omega)}e^{i\phi(\omega)}$ el campo en su formulación en amplitud compleja en el dominio de la frecuencia y Ω es el desplazamiento en frecuencia inducido en el pulso réplica. El modo en que se induce ese desplazamiento en frecuencia en una de las réplicas del pulso es utilizar mediante la interacción no lineal del uno de los pulsos con un tercer pulso, construido a partiendo también del primero al que se le ha añadido chirp al propagarlo por un material dispersivo.

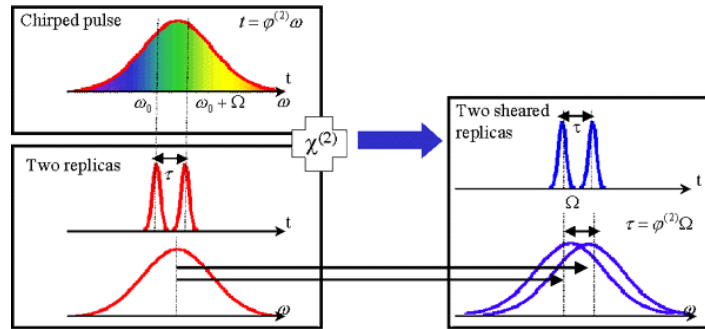


Figura A5.2: Esquema que ilustra el principio de funcionamiento de la técnica SPIDER

Esta técnica emplea un algoritmo de recuperación más sencillo y abierto que parte de técnicas estándar de análisis Fourier aplicado a señales, lo que permite una caracterización casi en tiempo real. Cuando se plantea el uso de esta técnica para la medida de pulsos largos, en el entorno de los picosegundos, esta técnica de un espectrómetro con muy elevada resolución (como ocurría con FROG) y además, se

necesitaría de un elemento altamente dispersivo, por lo que no suele utilizarse en este entorno.

A5.1 Referencias

- Shuman, T., I. A. Walmsley, et al. (1999). "Real-time SPIDER: ultrashort pulse characterization at 20 Hz." *Opt. Express* **5**(6): 134-143.
- Trebino, R. (2002). *Frequency-resolved optical gating : the measurement of ultrashort laser pulses*. Boston, Kluwer Academic.
- Vu, K. T., A. Malinowski, et al. (2008). "Full Characterization of Low-Power Picosecond Pulses From a Gain-Switched Diode Laser Using Electrooptic Modulation-Based Linear FROG." *Photonics Technology Letters, IEEE* **20**(7): 505-507.
- Xu, L., D. J. Kane, et al. (2009). "Amplitude ambiguities in second-harmonic-generation frequency-resolved optical gating: comment." *Opt. Lett.* **34**(17): 2602-2602.
- Yellampalle, B., K. Kim, et al. (2007). "Amplitude ambiguities in second-harmonic generation frequency-resolved optical gating." *Opt. Lett.* **32**(24): 3558-3560.
- Yellampalle, B., K. Kim, et al. (2009). "Amplitude ambiguities in second-harmonic-generation frequency-resolved optical gating: reply to comment." *Opt. Lett.* **34**(17): 2603-2603.